# PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 21 — 1. November 1937. Redaktionsschluß für Nr. 23 am 15. November 1937. — 38. Jahrgang


INHALT:


**Abhandlungen:**

K. Buchmann, Über die relative Ausbeute verschiedenartiger Zählrohre für harte $\gamma$-Strahlen. S. 817.

H. Adam, Über die Winkelverteilung der durch Ultrastrahlung und harte $\gamma$-Strahlen in Blei paarweise ausgelösten Sekundärteilchen. S. 824.

G. Burkhardt, Zur Arbeit von H. Adam: „Über die Winkelverteilung von Sekundärteilchen. S. 831.

Chr. Gerthsen, Streuung von Heliumkanalstrahlen an Heliumatomkernen. S. 833.

**Berichte:**

W. Gentner, Die Absorption, Streuung und Sekundärstrahlung harter $\gamma$-Strahlen. S. 836.

**Vorlesungsverzeichnis für das Winterhalbjahr 1937/38.** S. 853.

**Besprechungen:**

O. Groos, Einführung in Theorie und Technik der Dezimeterwellen, I. Teil. S. 859.

P. W. Bridgman, The Nature of Physical Theory. S. 860.

E. Cassirer, Determinismus und Indeterminismus in der modernen Physik. S. 860.

N. Feather, An Introduction to Nuclear Physics. S. 861.

Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Abt. V, Teil 10, Heft 6. S. 862.

K. Stumpff, Grundlagen und Methoden der Periodenforschung. S. 862.

F. Vilbig, Lehrbuch der Hochfrequenztechnik. S. 863.

Wahrscheinlichkeiten u. Schwankungen. Vorträge. S. 863.

W. H. Westphal, Physik. S. 864.

**Berichtigung, Nachrichten.** S. 864.


## ABHANDLUNGEN.

### Über die relative Ausbeute verschiedenartiger Zählrohre für harte $\gamma$-Strahlen.


Von Kurt Buchmann.


Nach Vorversuchen über die günstigste Stellung des Präparates zum Zählrohr wurde der Einfluß der Zählrohrwand auf die Ausschlagzahlen unter gut zu vergleichenden Verhältnissen untersucht, und zwar durch Veränderung des Wandmaterials, der Oberflächenbeschaffenheit der Zählrohrwand und der Dicke der Wand. Größe und Art der radioaktiven Verseuchung bei fabrikfrischem Blei wurde festgestellt.

#### 1. Einleitung.

Bei vielen experimentellen Untersuchungen wird man vor die Aufgabe gestellt, schwache $\gamma$-Strahlintensitäten mit möglichst großem Nutzeffekt zu erfassen. Leider spricht aber ein Zählrohr[1]) auf $\gamma$-Strahlen sehr schlecht an. Es werden nach v. Baeyer[2]) nur etwa 0,2–0,5 Proz. der das Zählrohr durchsetzenden $\gamma$-Strahlen des $Ra\,(B+C)$ gezählt; v. Droste[3]) findet einen Nutzeffekt von 1,61–0,14 Proz. für $\gamma$-Strahlen der Wellenlänge 4,7–50 XE. Es ist das Ziel der folgenden Untersuchungen, die Bedingungen für eine möglichst große Ausbeute bei der Zählung von $\gamma$-Quanten mit Hilfe von Zählrohren zu erhalten.

1) H. Geiger und W. Müller, Physik. Zeitschrift **29**, 839, 1928; **30**, 489, 1929.

2) H. J. v. Baeyer, Zeitschr. f. Phys. **95**, 417, 1935.

3) G. v. Droste, Zeitschr. f. Phys. **100**, 529, 1936 und Berichtigung **104**, 474, 1937.

Ein $\gamma$-Quant selbst wird vom Zählrohr nicht direkt erfaßt, sondern nur die von ihm im wesentlichen in der Zählrohrwand ausgelösten Elektronen. Erst durch die Absorption eines $\gamma$-Quants und die damit verbundene Loslösung eines Elektrons kann das Zählrohr zum Ansprechen gebracht werden. Die Anzahl der ausgelösten Elektronen wächst also mit dem Absorptionskoeffizienten des Zählrohrwandmaterials. Anderseits werden dann aber auch die gebildeten Elektronen stärker absorbiert. Da nun möglichst viele Elektronen ins Zählrohrinnere dringen sollen, kommt es also darauf an, durch geeignete Wahl von Zählrohrmaterial und -wandstärke optimale Bedingungen zu schaffen.

Die Absorption der $\gamma$-Strahlen im Bereich von 1–2,65 MeV geht mit einem Exponenten von $Z$ (Ordnungszahl), der, selbst von $Z$ abhängig, zwischen 1 und 2,1 liegt, wogegen die Elektronen proportional $Z$ absorbiert werden, wenn man den unteren Teil der periodischen Kurve von Crowther[1]) zugrunde legt, wo die Werte der hier in Frage kommenden Absorber liegen. Es wird demnach bei Verwendung von Material höherer Ordnungszahl eine Erhöhung der Anzahl der Elektronen, die ins Zählrohrinnere gelangen, zu erwarten sein. Bei den unten besprochenen Versuchen dienten Aluminium, Messing und Blei als Vergleichsmaterial.

Außer durch Veränderung des Wandmaterials läßt sich die Impulszahl auch durch Vergrößerung der Oberfläche steigern. Diese kann

1) J. A. Crowther, Phil. Mag. **12**, 379, 1906.

neben der Vergrößerung des Rohrs durch Aufrauhen der Wandung erreicht werden. Dabei werden die γ-Strahlen fast in derselben Stärke absorbiert, die Elektronen dagegen haben eine bessere Möglichkeit, ins Zählrohrinnere zu gelangen. Cuykendall[1]) zeigte, daß die Impulszahl um 50 Proz. steigt, wenn die Strahlen einmal eine glatte Wand, das andere Mal eine aus Lamellen aufgebaute durchsetzen.

## 2. Apparatur und vorbereitende Messungen.

Für die ersten Messungen diente ein normales Messingzählrohr von 9 cm wirksamer Zähllänge, 2 cm Durchmesser und 0,03 cm Wandstärke. Abgeschlossen war es mit Hartgummistopfen, die durch ein Gemisch von Kollophonium und Bienenwachs abgedichtet waren. Der Zähldraht von 0,2 mm Durchmesser wurde, wie auch bei allen nachfolgenden Versuchen, auf elektrischem Wege tiefblau geglüht. Gefüllt waren die Rohre mit trockener Luft von 5 cm *Hg*, der etwas Alkohol zugesetzt wurde[2]), um die Zähleigenschaften des Zählrohrs zu verbessern. Die Zählrohrwand war mit dem negativen Pol einer Hochspannungsbatterie, die aus einzelnen Pertrixbatterien zusammengesetzt war, verbunden. Der Zähldraht stand über einen hohen Widerstand, dem ein Elektrometer parallel geschaltet war, mit dem positiven, geerdeten Pol in Verbindung. Außerdem war der Zähldraht an den Eingang eines 3-Röhren-Widerstandsverstärkers angeschlossen, der das Relais eines Zählwerks[3]) betätigte. Mit Hilfe des quadratischen Abstandsgesetzes konnte man feststellen, wieviel Quanten die ganze Apparatur bestenfalls zu zählen imstande war, und es ergab sich, daß die Anordnung noch einwandfrei bis zu einer Impulszahl von 500 pro Minute arbeitete. Der Faden des Elektrometers wurde auf einen Schirm projiziert, um bei allen Messungen die Konstanz der Ausschlaggröße kontrollieren zu können.

Zuerst wurden die Impulszahlen bei verschiedener Anordnung des Präparates zum Zählrohr untersucht. Da bei fast allen Messungen mit radioaktiven Substanzen, besonders aber bei Versuchen mit künstlicher Radioaktivität, ein größeres Volumen strahlt, diente bei den folgenden Messungen als Quelle Thoriumhydroxydpulver, welches sich in einem Messingzylinder, durch Mischen mit Eisenfeilspänen auf geeignete Konzentration gebracht, befand.

Stand das Präparat einmal in Längsrichtung ($l$) des Zählrohrs (Fig. 1), dann in Quer-

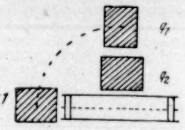



Fig. 1. Präparatanordnung.

stellung ($q_1$), und zwar in demselben Abstand vom Zählrohrschwerpunkt (7 cm), so war das gezählte Verhältnis:

$$l : q_1 = 1{,}25 \pm 0{,}15.$$

Befand sich das Präparat dagegen jedesmal unmittelbar ($q_2$) neben dem Zählrohr (Abstand 2 mm), so war das Verhältnis

$$l : q_2 = 1 : 3{,}4 \pm 0{,}7.$$

Beim dritten Versuch stand einmal das Präparat wie vorher in der Längsachse des Zählrohrs. Das andere Mal befand sich ein gleichstarkes Präparat in Form eines halben Zylindermantels um das Zählrohr herum. Beim Zylindermantel stieg die Quantenzahl im Verhältnis

$$1 : 11{,}6 \pm 2{,}5.$$

Würde man also einen Hohlzylinder nehmen, den man allseitig über das Zählrohr schieben könnte, so wäre eine etwa 20fache Ausbeute zu erwarten.

## 3. Vergleichsmessungen zwischen Blei-, Messing- und Aluminiumzählrohren.

Um die Impulszahlen bei verschiedenen Rohren unter möglichst ähnlichen Bedingungen vergleichen zu können, wurde eine Anordnung benutzt, bei der der Zähldraht immer derselbe blieb. Vorversuche hatten nämlich ergeben, daß man zu den widersprechendsten Ergebnissen gelangt, wenn man für jedes Metall besondere Zählrohre herstellt. Bei ihren ersten Versuchen über Zählrohre verschiedenen Rohrmaterials gebrauchten Geiger und Müller[1]) die sog. Karussellanordnung, bei der man ohne Änderung des Gasdruckes den Draht nacheinander in vier verschiedene Rohre einführen konnte.

Bei den vorliegenden Versuchen wurde eine einfachere Anordnung angewandt, mit der allerdings nur zwei Zylinder bei einer Meßreihe verglichen werden konnten: In einem 26,2 cm langen Messingrohr (siehe Fig. 2), das durch

1) T. R. Cuykendall, Rev. Scient. Instr. **4**, 678, 1933.
2) A. Trost, Physik. Zeitschr. **36**, 801, 1935.
3) Zählwerk und Relais wurden in der Werkstatt des hiesigen Instituts gebaut

1) H. Geiger und W. Müller, loc. cit.

Bernsteinstopfen mit Hartgummirand verschlossen und mit Pizein abgedichtet war, befand sich achsial ein Zähldraht, der durch 3 mm dicke Messingstifte gehalten, und dessen Zählstrecke auf 6,2 cm begrenzt wurde. In dem Rohr befanden sich zwei verschiebbare Zylinder von je 7 cm Länge, von denen jeweils einer durch Kippen des Messingrohres über die Zählstrecke geschoben werden konnte. Gleichzeitig verschoben sich außen entsprechende Rohre, so daß die auffallenden γ-Strahlen immer massenäquivalente Schichten durchsetzten.

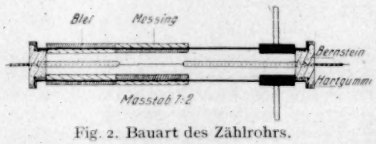



Fig. 2. Bauart des Zählrohrs.

Das einwandfreie Arbeiten eines so gebauten Zählrohrs konnte durch Aufnahme einer Zählrohrcharakteristik festgestellt werden. Bei seinen Arbeiten über Koinzidenzen bei Kernprozessen benutzte von Baeyer[1]) ein ähnlich gebautes Zählrohr, dessen Messingstifte mit dem Zähldraht aus einem Messingstück gedreht waren. Er stellte fest, daß es im β-strahlempfindlichen Auslösebereich einwandfrei arbeitete und außerhalb der Zählstrecke keine β-Teilchen mehr zählte. Bei der hier benutzten Anordnung betrug die Dicke der Zylinder 3 mm; der Strahl hatte also insgesamt eine Wanddicke von 3 mm Blei und 4 mm Messing zu durchsetzen, was einer Bleidicke von 6,5 mm entsprach, wenn man 4 mm Messing der Elektronendichte nach gleich 3,5 mm Blei setzt, so daß schon durch das Zählrohr selbst eine ziemlich starke Filterung der γ-Strahlen stattfand. Das Bleirohr war bei den entscheidenden Messungen aus sehr altem Blei hergestellt (Stücke eines alten Kirchendachs), da neuverhüttetes Blei eine sehr starke radioaktive Verseuchung zeigt, wovon im letzten Abschnitt noch zu sprechen sein wird. Als strahlende Quelle diente einmal ein 1 mg Radiothorpräparat, das durch 1,5 cm Blei abgeschirmt war, so daß fast nur noch die harte Komponente der *ThC''*-γ-Strahlung von 2,65 MeV wirksam war. Daneben wurde ein Thoriumhydroxydpräparat benutzt, einmal 5 cm vom Zählrohr entfernt in einem Messingzylinder, dann aber auch gleichmäßig in der Wand eines Hohlzylinders verteilt, der allseitig um das Zählrohr gelegt werden konnte, so daß die Strahlen von allen Seiten in das Zählrohr gelangten. Die Ergebnisse der Versuche mit den verschiedenen *ThC''*-γ-Strahlquellen sind in den drei ersten Zeilen der Tabelle I enthalten. Es zeigt sich hier bei allen drei Versuchen eine fast gleiche Steigerung der Impulszahlen von Blei gegenüber Messing von ungefähr 28,5 Proz. In der untersten Zeile steht das Verhältnis zwischen den gezählten Quanten eines Messing- und eines Aluminiumzählrohrs. Die Anordnung blieb dieselbe, nur daß die Bleirohre durch Aluminiumrohre ersetzt waren. Bestrahlt wurde bei diesem Versuch nur mit einem Radiothorpräparat. Messing zeigt hiernach also gegenüber Aluminium noch eine um 16 Proz. verbesserte Ausbeute.

Im Vergleich zu diesen harten Strahlen von 2,65 MeV wurde noch untersucht, wie die Ausbeuteverhältnisse bei anderer Strahlenhärte sind. Zu diesem Zweck dienten Versuche mit einem Radiumpräparat von 3,1 mg[2]). Radium sendet ein γ-Strahlspektrum aus, das hauptsächlich das Gebiet von 0,1–1,8 MeV umfaßt, dessen Hauptintensität aber ungefähr bei 0,6 MeV liegt. Die Strahlen wurden durch 3,2 cm Blei gefiltert, so daß nur noch die harten Komponenten ans Innere der Zählrohrwand gelangten. Die weichen Strahlen bis 0,65 MeV

Tabelle I.

Abhängigkeit der gezählten Quanten vom Wandmaterial und der Härte der Strahlung.

| Strahlenart | Meßzeit | Bleizählrohr pro Minute | | | Messingzählrohr pro Minute | | | Verhältnis der Quanten |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Minute | $Q+NZ$ | $NZ$ | $Q$ | $Q+NZ$ | $NZ$ | $Q$ | |
| *RaTh* | 40 | 337 | 105 | 232 | 242 | 60 | 182 | 1,29 |
| *Th(OH)* | 140 | 75 | 53 | 22 | 39 | 21 | 18 | 1,29 |
| *Th(OH)* allseitig | 325 | 286 | 72 | 214 | 200 | 33 | 167 | 1,28 |
| *Ra* 3,85 cm *Pb*-Filter | 390 | 298 | 67 | 231 | 210 | 35 | 175 | 1,32 |
| *Ra* ungefiltert | 315 | 325 | 57 | 268 | 193 | 29 | 164 | 1,65 |
| | | Aluminiumrohr | | | Messingzählrohr | | | |
| *RaTh* | 170 | 280 | 32 | 248 | 320 | 34 | 286 | 0,86 |

1) H. J. v. Baeyer, loc. cit. — 2) Das Präparat wurde mir freundlicherweise vom Chemischen Institut der Universität Kiel zur Verfügung gestellt, wofür ich auch an dieser Stelle Herrn Prof. O. Diels meinen besten Dank ausdrücken möchte.

sind bei einer Bleidicke von zusammen 3,85 cm so weit absorbiert, daß sie nur noch 10 Proz. der harten Strahlen ausmachen. Das Ergebnis der Messungen mit diesen harten Strahlen zeigt Zeile 4 der Tabelle I. Um auch den Hauptteil der Radiumstrahlen, deren Energie, wie erwähnt, bei 0,6 MeV liegt, einwirken zu lassen, mußten die Wandungen des Zählrohrs bedeutend dünner gemacht werden. Die Dicke der einzelnen Rohre betrug nur noch 0,5 mm, die des Messingrohres 0,1 mm. Dünnere Rohre konnten nicht genommen werden, da sie sonst durch den Anprall beim Kippen zusammengeknickt wären. Durch diese Dicke von zusammen 1,1 mm Blei wird noch ein großer Teil der weichen γ-Strahlen absorbiert. Da aber die Intensität dieser Strahlen bedeutend größer ist, überwiegen sie trotzdem die harten Strahlen, die noch mit ungefähr 20 Proz. an der Gesamtstrahlung beteiligt sind. Bei diesen weichen Strahlen wurde laut Tabelle I Zeile 5 schon eine Verbesserung von 65 Proz. erreicht.

Bei ihren ersten Arbeiten über die Abhängigkeit der Ausschlagzahl vom Wandmaterial mit der Karussellanordnung benutzten Geiger und Müller die harte Komponente der *Ra*-γ-Strahlung (Filter 20 cm Eisen) und erhielten ein Verhältnis von Blei zu Messing wie 1,45.

Folgende Überlegung dürfte eine Erklärung für das günstigere Verhalten der weichen Strahlen geben: γ-Strahlen werden je nach ihrer Härte in verschiedenem Verhältnis durch Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung absorbiert. Im Bereich der harten γ-Strahlen (2,65 MeV) bildet der Comptoneffekt, der nach Klein-Nishina[1]) proportional mit der Ordnungszahl geht, den häufigsten Absorptionsakt; bei Verwendung von Blei als Zählrohrmaterial wird daher für diese Strahlenart die Absorption günstiger. Trotzdem erreicht man hier nicht die entsprechende Zählausbeute, da die gebildeten Elektronen im schweren Material auch proportional $Z$ absorbiert werden. Die Paarbildung, die nach Bethe und Heitler[2]) zwar mit $Z^2$ geht, macht sich noch nicht so stark bemerkbar, da sie nur 25 Proz. zur γ-Strahlabsorption beiträgt. Der Photoeffekt spielt in diesem Bereich eine untergeordnete Rolle[3]). Bei weicheren Strahlen (harte Komponente der *Ra*-γ-Strahlen) tritt der Photoeffekt mehr zutage. Da er nach Sauter[4]) mit $Z^5$ geht, macht er sich bei den schweren Elementen viel stärker bemerkbar als der Comptoneffekt. Bei Strahlen der Energie von ungefähr 0,5 MeV erreicht die Absorption durch Photoeffekt schon die des Comptoneffektes, was die starke Verbesserung durch Anwendung von Material mit größerer Ordnungszahl bei kleineren Energien verständlich macht.

1) O. Klein und Y. Nishina, Zeitschr. f. Phys. **52**, 853, 1928.
2) H. Bethe und W. Heitler, Proc. Roy. Soc. London **146**, 83, 1934.
3) Siehe auch W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation. S. 216.
4) F. Sauter, Ann. Phys. **11**, 454, 1931.

### 4. Berechnung des Ausbeuteverhältnisses für γ-Strahlen von 2,65 MeV.

Der Bruchteil $x$ der von γ-Quanten in der Zählrohrwand ausgelösten Elektronen, die ins Zählrohrinnere gelangen, ist nach v. Droste[1]) gegeben durch

$$x = 2\,k\,(R_1\tau + 2\,R_2\tau_p + \beta\,R_3\sigma)\,, \qquad (1)$$

wenn man berücksichtigt, daß die Reichweite der Elektronen klein gegenüber der Halbwertsdicke der einfallenden $h\nu$-Strahlen ist. $\tau$, $\tau_p$, $\sigma$ sind die Absorptionskoeffizienten für den Photoeffekt, die Paarbildung und den Comptoneffekt, $R_1$, $R_2$, $R_3$ die dazu gehörigen Reichweiten der ausgelösten Elektronen (beim Comptoneffekt die maximale Reichweite), $\beta$ ein Faktor, der die Reichweitenverteilung beim Comptoneffekt berücksichtigt, $k$ ist der Bruchteil der $\beta$-Strahlen, der tatsächlich ins Zählrohr kommt und den man wohl für alle Materialien als konstant ansehen darf.

Tabelle II.
Absorptionskoeffizienten für Compton- und Photoeffekt und Paarbildung und Reichweiten der durch sie ausgelösten Elektronen.

| Material | $\sigma$ | $\tau$ | $\tau_p$ | $R_3$ | $R_1$ | $R_2$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| *Pb* | 0,336 | 0,084 | 0,077 | 0,10 | 0,11 | 0,03 |
| *Cu* | 0,305 | 0,001 | 0,024 | 0,13 | 0,14 | 0,04 |
| *Zn* | 0,245 | 0,001 | 0,020 | 0,16 | 0,17 | 0,04 |
| *Al* | 0,098 | 0,000 | 0,004 | 0,35 | 0,40 | 0,12 |

Man kann für die einzelnen Metalle die Absorptionskoeffizienten nach den Formeln der obengenannten Autoren, die Reichweiten nach einer Formel für energiereiche Elektronen ausrechnen[2]) ($\beta$ ist nach v. Droste 0,6). Die Werte sind in Tabelle II zusammengefaßt. Diese in die obige Gleichung 1 eingesetzt, ergeben die Ausbeuteverhältnisse:

Blei : Messing : Aluminium = 100 : 76 : 65,

wobei angenommen wurde, daß Messing im Verhältnis 1 : 2 aus Kupfer und Zink besteht. Die Werte sind abschätzungsweise mit einem Fehler von 5–10 Proz. behaftet. Bildet man dieselben Verhältnisse aus den gemessenen Werten, so erhält man

100 : 78 : 68.

1) G. v. Droste, Zeitschr. f. Phys. **100**, 529, 1936.
2) W. Bothe, Handbuch der Physik Bd. XXII, 2, S. 37.

Tabelle III.
Abhängigkeit der Verbesserung durch Vergrößerung der Oberfläche von der Strahlenart.

| Strahlenart | Meßzeit in Minuten | Glattes Rohr pro Minute | | | Gewinderohr pro Minute | | | Verbesserung in Proz. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | $Q+NZ$ | $NZ$ | $Q$ | $Q+NZ$ | $NZ$ | $Q$ | |
| *Th (OH)* seitlich ..... | 485 | 236 | 34 | 202 | 259 | 39 | 220 | $10 \pm 0{,}7$ |
| *Th (OH)* längs 1,5 m . | 530 | 121 | 35 | 86 | 125 | 38 | 87 | $-2 \pm 0{,}2$ |
| *Th (OH)* längs 20 cm . | 50 | 89 | 35 | 54 | 94 | 38 | 56 | $3{,}5 \pm 0{,}3$ |
| *Th (OH)* längs 5 cm .. | 90 | 57 | 34 | 23 | 63 | 38 | 25 | $9 \pm 0{,}8$ |
| *Th (OH)* allseitig .... | 240 | 270 | 35 | 235 | 310 | 38 | 272 | $14 \pm 0{,}2$ |
| *Ra* (Bleirohre) ..... | 130 | 432 | 59 | 373 | 482 | 68 | 414 | $12 \pm 0{,}2$ |
| *Ra* (Wellblech)..... | 120 | 333 | 51 | 282 | 333 | 53 | 280 | $-0{,}5 \pm 0{,}5$ |
| | | Glattes Messingzählrohr | | | Gewinderohr (Blei) | | | |
| *Ra Th* 1,5 cm Filter .. | 765 | 185 | 31 | 154 | 270 | 51 | 219 | $42 \pm 0{,}4$ |
| *Ra* ..... | 185 | 227 | 23 | 204 | 410 | 47 | 363 | $77{,}5 \pm 0{,}8$ |
| *Ra* 3,8 cm Filter ..... | 120 | 222 | 23 | 199 | 319 | 47 | 272 | $37 \pm 0{,}3$ |

Die Übereinstimmung ist in Anbetracht dessen, daß Formel (1) bezüglich der unübersichtlichen Absorptionsverhältnisse im Zählrohr nur eine relativ rohe Abschätzung darstellt, erstaunlich gut.

## 5. Impulszahlverbesserung durch Vergrößerung der Oberfläche.

Wie einleitend erwähnt wurde, hatte Cuykendall[1]) festgestellt, daß die Impulszahl eines Zählrohrs um 50 Proz. zunimmt, wenn man einmal den γ-Strahl auf eine glatte Wand, das andere Mal auf eine aus einzelnen Lamellen aufgebaute Wand treffen läßt. Eine ähnliche Steigerung müßte auch eintreten, wenn man anstatt der Lamellen ein Gewinde von innen in die Zählrohrwand schneidet. Ein Gewinde, dessen Flankenwinkel 53° beträgt, vergrößert die Oberfläche um einen Faktor 2,1. Bei dünnen Wänden, besonders aus Blei, ist es aber nicht mehr möglich, ein Gewinde zu schneiden. In diesem Falle wurden mit einem scharfen Stahl kleine Rillen in die Wand geritzt. Die erreichte Vergrößerung der Oberfläche betrug dabei schätzungsweise 1,9. Zunächst mußte das einwandfreie Arbeiten eines solchen Gewindezählrohres durch Aufnahme einer Zählrohrcharakteristik festgestellt werden. Die ganze Kurve ist etwas nach höheren Spannungen hin verschoben; es existiert aber ein gut konstanter Zählbereich.

Daß Zählrohre mit Gewinde an der Innenseite der Oberfläche einwandfrei arbeiten, hat Ackemann[2]) festgestellt. Schon früher erwähnten Christoph und Hanle[3]) das gute Arbeiten eines Zählrohrs, dessen Kathode ein Drahtnetz ist. Christoph[4]) untersuchte auch den Einfluß von Unebenheiten an der Kathode des Zählrohrs und bemerkt, daß regelmäßige Veränderungen die Zähleigenschaften nicht beeinflussen.

Bei den Messungen stand das Präparat einmal seitlich, das andere Mal in Richtung der Längsachse des Zählrohrs. Im letzten Fall durchsetzten die Strahlen die Gewindegänge senkrecht, die Anordnung wäre also am besten mit der von Cuykendall zu vergleichen. In seitlicher Stellung war eine Verbesserung von 12 Proz. festzustellen, in der Längsachse in weiter Entfernung, also bei streifendem Eintritt, wurde keine, bei kleinerem Abstand (20 cm) 3,5 Proz. und bei ganz kurzer Entfernung (5 cm) 9 Proz. verbesserte Zählausbeute beobachtet. Alle Ergebnisse sind in Tabelle III zusammengefaßt. Für die Radiumstrahlen wurden wieder die dünnen Zählrohre benutzt und Rillen, wie erwähnt, eingeritzt. Bei nicht abgeschirmtem Präparat war eine Erhöhung bis 12 Proz. zu erreichen. Vergleicht man ein glattes Messingrohr mit einem Gewindebleirohr oder einem aufgerauhten Bleirohr, so muß sich die Gesamtverbesserung der Ausbeute als Summe der Ausbeutevermehrung von Materialänderung und Oberflächenvergrößerung ergeben. Tatsächlich zeigen die Ergebnisse bei *ThC''*-γ-Strahlen eine Erhöhung der gezählten Quanten um 42 Proz. (29 + 14). Bei Strahlen der Wellenlänge 0,5 MeV stiegen die Impulszahlen bis 77,5 Proz. (65 + 15; siehe die letzten Zeilen der Tabelle III). Als Letztes wurde noch versucht, der Zählrohrwand eine „Wellblechform" zu geben, um einmal eine große Oberfläche zu haben, dann aber auch, um möglichst wenig weiche Strahlen schon in der Außenseite der Wand absorbieren zu lassen. Ein Bleirohr von 0,5 mm Wandstärke wurde durch Einpressen in ein Gewinde in die gewünschte Form gebracht. Als Vergleichsrohr diente ein Bleirohr gleichen Volumens mit einem Radius, der das Mittel zwischen dem inneren und dem

1) T. R. Cuykendall, loc. cit.
2) M. Ackemann, Zeitschr. f. Phys. **94**, 303, 1935.
3) W. Christoph und H. Hanle, Physik. Zeitschr. **34**, 641, 1933.
4) W. Christoph, Ann. Phys. **26**, 145, 1936.

äußeren Radius des Gewinderohrs war. Bei dieser Anordnung zählten beide Rohre bei derselben Spannung. Dies Rohr zeigte keine Steigerung der Impulszahlen gegenüber einem glatten Rohr (Zeile 7 der Tabelle III).

### 6. Variation der Zählrohrwanddicke.

Einen Einfluß auf die Anzahl der gezählten Quanten hat auch die Dicke der Zählrohrwand. Wenn man die gezählten Quanten in Abhängigkeit von der Wandstärke graphisch aufträgt, so wird die Kurve zunächst ansteigen, solange die Absorption der primären Strahlung noch keine Rolle spielt, und die Wandstärke noch innerhalb der Reichweite der gebildeten Elektronen liegt. Ist diese erreicht, so hat es keinen Zweck mehr, dickere Wände zu nehmen, da die außerhalb der Reichweite gebildeten Elektronen nicht mehr ins Zählrohrinnere dringen können und durch die Absorption der $h\nu$-Quanten in dieser Schicht die Zahl der innerhalb der Reichweite gebildeten Elektronen abnimmt. Nach einem Maximum wird die Kurve also wieder abfallen. Lägen ein-

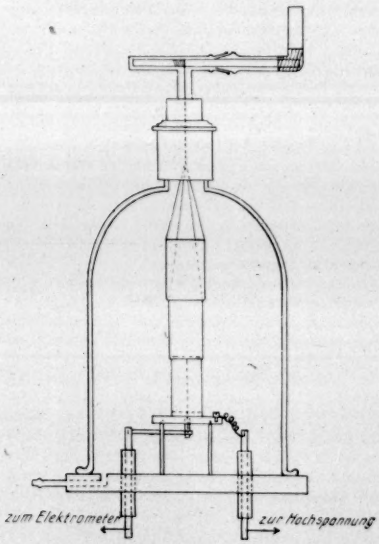



Fig. 3. Zählrohranordnung.

fache geometrische Verhältnisse vor, so müßte der abfallende Ast der Kurve in einiger Entfernung vom Maximum in eine $e$-Funktion mit dem Absorptionskoeffizienten der einfallenden $h\nu$-Strahlung übergehen.

Benutzt wurden bei diesen Versuchen Bleizählrohre bis herunter zu 0,05 mm Wandstärke.

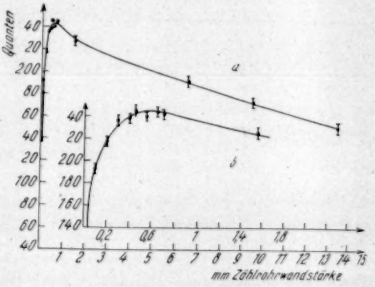



Fig. 4. Abhängigkeit der gezählten Quanten von der Zählrohrwandstärke; a) Gesamtkurve, b) Kurve im Bereich des Maximums.

Es war nötig, das ganze Zählrohr unter einer Glasglocke aufzubauen, da es sonst vom Luftdruck eingedrückt worden wäre. Die Anordnung ist folgende: Auf einer Messingunterlage der Glasglocke stand ein Hartgummitischchen auf Messingfüßen in 5 cm Höhe (siehe Fig. 3), auf dem das Zählrohr aus dünnem Blei stand. Hochspannung und Zähldraht wurden durch isolierte Zuleitungen ins Innere der Glasglocke geführt. An der oberen Ausführung des Kolbens war ein Schliff angebracht, mit dessen Hilfe man ein Glasrohr drehen konnte, an dem sich ein Faden aufwickelte. An dem Faden hingen 2 Zylinder, die sich beim Drehen des Glasrohres nacheinander vom Zählrohr lösten. So konnte man bei drei verschiedenen Wanddicken die Impulszahl messen, ohne etwas an der Zählrohranordnung zu ändern. Man bekam also drei verschiedene Punkte auf der Kurve. Um weitere Punkte zu erhalten, war es allerdings nötig, den Kolben abzunehmen, um die Zylinder auszuwechseln. Der letzte Punkt einer gemessenen Versuchsreihe war jedesmal der Anfangspunkt der nächsten Reihe, so daß Vergleichsmöglichkeiten vorhanden waren, wenn inzwischen eine Veränderung in der Apparatur vor sich gegangen sein sollte. Das Präparat (2 mg Radiothor) stand in einer Entfernung von 1,50 m gut abgeschirmt vom Zählrohr. Die Strahlen wurden durch einen 5 mm breiten Kanal so ausgeblendet, daß nur das Zählrohr von ihnen getroffen werden konnte. Gefiltert waren sie durch 1,5 cm Blei, so daß nur noch die harte Komponente zur Wirkung kam. Um die $NZ$ zu messen, wurde kurz vor dem Zählrohr ein 10 cm dicker Bleiklotz in den

Strahlengang gebracht. Die Ergebnisse der Meßreihen sind in die Fig. 4a eingetragen. Fig. 4b zeigt den Kurvenverlauf nochmals in der Nähe des Maximums.

Der allgemeine Verlauf ist der einer Rossischen Kurve ähnlich: einem ziemlich steilen Anstieg bis zu einem Maximum bei ungefähr 0,65 mm folgt ein flacher Abfall. Dieser abfallende Ast läßt sich nicht durch eine einfache $e$-Funktion wiedergeben, wie sich zeigt, wenn man die Kurve auf halblogarithmisches Papier aufträgt. Auf Grund der Geometrie des Zählrohrs ist dies auch nicht zu erwarten.

### 7. Verseuchung des Bleis.

Da fabrikfrisches Blei gewöhnlich etwas radioaktiv verseucht ist, wurde zu den beschriebenen Messungen sehr altes Blei verwandt. Es interessierte jedoch, die Größe und Art der Verseuchung bei gewöhnlichem Blei festzustellen. Zu diesem Zweck kamen auch Rohre aus frischverhüttetem Blei zur Untersuchung. Sie zeigten eine „natürliche Ausschlagzahl" ($NZ$), die ungefähr doppelt so groß wie beim alten Blei war. Um festzustellen, ob okkludierte Emanation, die evtl. beim Auspumpen des Zählrohrs ins Innere diffundiert sein könnte, die Verseuchung ausmachte, wurde das Blei in schwerschmelzbarem Glas unter Vakuum einige Zeit bis fast zum Sieden erhitzt. So vorbehandeltes Blei zeigte als Rohrmaterial aber dieselbe hohe $NZ$ wie gewöhnliches Blei.

Um die Art und Größe der Verseuchung festzustellen, wurden Bleirohre mit hoher $NZ$ innen mit *Al*-Folien von 10–100 $\mu$ Dicke ausgelegt. Die Dicke dieser *Al*-Folien hat auf die Empfindlichkeit des Zählrohrs noch keinen Einfluß, da die Dicke der Folien gegenüber der Reichweite der ausgelösten Elektronen zu vernachlässigen ist. Dagegen würden α-Strahlen restlos (die Reichweite der härtesten bekannten α-Strahlen [*ThC'*] beträgt 50,5 $\mu$ *Al*) absorbiert, und weiche $\beta$- oder $\gamma$-Strahlen aus dem Blei nach einer $e$-Funktion abnehmen. Die Versuche zeigten, daß die $NZ$ von einem höchsten Wert von 68 pro Minute bei 0 $\mu$ *Al*-Foliendicke exponentiell abnahm und sich einem Grenzwert von 45 pro Minute näherte. In Fig. 5 sind die gemessenen Werte graphisch aufgetragen. Der Grenzwert ist als gestrichelte Linie in der Figur markiert. Die Anzahl der $NZ$ über diesem Grenzwert ist als Verseuchung des Bleis anzusehen. Die untere punktierte Linie gibt vergleichsweise die $NZ$ des Messingzählrohrs an. Da dieses Zählrohr bei allen Messungen unverändert blieb, sollte seine $NZ$ konstant bleiben. Sie liegt bei einem mittleren Wert von 30 pro Minute. Um einen festen Bezugspunkt zu haben, wurden nun alle gemessenen Werte auf den Messing-$NZ$-Wert von 30 bezogen.

Die Verseuchung läßt sich auch nach einer anderen Methode ermitteln. Das bis jetzt beschriebene Verfahren bestand darin, die Verseuchung durch eingelegte Aluminiumfolien zurückzudrängen und sie durch die daraus entstandene Differenz der Ausschlagzahlen zu bestimmen. Das zweite Verfahren läßt die Verseuchungsstrahlen unverändert und beeinflußt nur die von außen ins Zählrohr dringenden Strahlen. Nimmt man nämlich an, daß homogene Strahlen auf Blei- und Messingzählrohr fallen, so muß die Anzahl der Ausschläge in beiden Zählrohren beim Umgeben mit einem Bleiabsorber im gleichen Verhältnis abnehmen. Als Standardzählrohr soll das Messingrohr

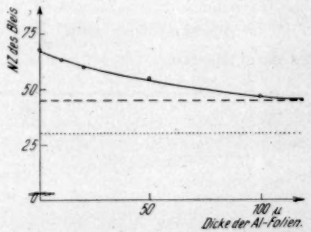



Fig. 5. Zurückdrängung der Verseuchung durch Einlegen von Aluminiumfolien.

gelten, dessen Impulszahlen ohne vorgeschalteten Absorber zu denen mit Absorber in einem bestimmten Verhältnis stehen. Wäre im Blei keine konstante durch den äußeren Absorber unbeeinflußbare Zusatzstrahlung vorhanden, so müßten die Impulszahlen dasselbe Verhältnis ergeben. Nimmt man nun an, daß die Impulszahlen des Bleis aus solchen der äußeren Strahlen und inneren Verseuchung zusammengesetzt sind, und vergleicht man dann das Verhältnis des Messingrohrs mit dem des Bleirohrs, so kann aus dem Unterschied der Verhältnisse die Zusatzstrahlung des Bleis ermittelt werden. Die aus den Versuchen angestellten Berechnungen ergaben eine Verseuchung von im Mittel $23 \pm 4$ Quanten pro Minute. Altes Blei hatte dagegen nur noch eine Eigenstrahlung von $6 \pm 4$ pro Minute. Diese an und für sich rohe Schätzung stimmt gut mit dem Wert überein, den man aus der Figur erhält, wenn man die Differenz des Anfangspunktes der Kurve und des Grenzwertes nimmt.

Die Ergebnisse zeigen, daß eine Verseuchung durch α-Strahlen ausgeschlossen ist, da auch die härtesten Strahlen dieser Art schon bei einem

Absorber von 50,5 $\mu$ *Al* absorbiert sein müßten. Es kann sich also nur noch um $\beta$- oder weiche $\gamma$-Strahlen handeln. Von den radioaktiven Elementen, die die Verseuchung ausmachen könnten, kommt wegen der großen Halbwertszeit nur *RaD* mit seinen Folgeprodukten in Betracht. *RaD* sendet $\gamma$-Strahlen mit einem Absorptionskoeffizienten von $\mu = 45\ cm^{-1}$ *Al*, *RaE* als Folgeprodukt $\beta$-Strahlen mit $\mu = 43\ cm^{-1}$ *Al* und *RaF* $\beta$-Strahlen mit $\mu = 585\ cm^{-1}$ *Al* aus. Der aus den hier beschriebenen Messungen erhaltene Absorptionskoeffizient beträgt $180\ cm^{-1}$ *Al*, ein Wert, der mit den oben angegebenen Absorptionskoeffizienten noch genügend übereinstimmt, wenn man die undefinierte Einfallsrichtung und die Dicke der Strahlen aussendenden Schicht bedenkt.

## 8. Zusammenfassung.

Bei einem Zählrohr normaler Bauart wurde die günstigste Lage eines Präparates zum Zählrohr ermittelt.

Bei Vergleichsmessungen mit drei verschiedenen Wandmaterialien (Blei, Messing, Aluminium) verhielten sich für *ThC''*-$\gamma$-Strahlen die Ausbeuten wie 100 : 78 : 68, die gut übereinstimmen mit berechneten Werten nach einer Formel von v. Droste. Für die harten *Ra*-$\gamma$-Strahlen war das Verhältnis Blei : Messing gleich 100 : 75 und für die *Ra*-$\gamma$-Strahlen von ungefähr 0,6 MeV 100 : 60.

Bei Messing und Blei konnte durch Aufrauhung der Zählrohrinnenfläche eine weitere Verbesserung der Ausbeuten von 12–14 Proz. erreicht werden, so daß sich eine Gesamtverbesserung zwischen glattem Messing- und rauhem Bleizählrohr für *ThC''*-$\gamma$-Strahlen von 42 Proz. und für die weichen *Ra*-$\gamma$-Strahlen von 77,5 Proz. ergab.

Durch Variation der Wanddicke wurde bei Blei als Dicke optimaler Ausbeute ein Wert von 0,65 mm gefunden.

Nach zwei Methoden wurde die Verseuchung frischer Bleirohre zu 23 Quanten pro Minute bei einer Gesamtausschlagzahl von 68 Quanten pro Minute ermittelt.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. Frhr. Rausch von Traubenberg, danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und seine stetige Anteilnahme an dem Fortgang der Untersuchung. Ebenso bin ich Herrn Prof. Dr. Kopfermann für sein Interesse an dieser Arbeit Dank schuldig.

Kiel, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 21. August 1937.)

# Über die Winkelverteilung der durch Ultrastrahlung und harte $\gamma$-Strahlen in Blei paarweise ausgelösten Sekundärteilchen.

Von Hans Adam.

Unter geometrisch gut definierten Bedingungen wurde die Winkelverteilung der koinzidenzfähigen Teilchen untersucht, die in Blei durch die Ultrastrahlung einerseits und die $\gamma$-Strahlung von *ThC''* andererseits ausgelöst werden.

Die Sekundärteilchen ($C + D$-Strahlen) der Ultrastrahlung gruppieren sich vorwiegend um die Primärrichtung. Größere Winkel als 30° zwischen je zwei Teilchen sind sehr selten.

Bei den von der *ThC''*-$\gamma$-Strahlung (2,62 eMV) in einer 0,25 mm starken Bleifolie erzeugten Pärchen streut der Winkel zwischen Elektron und Positron um einen häufigsten Wert von 30°.

Dieses Maximum der Winkelverteilung steht in Übereinstimmung mit anderen experimentellen Arbeiten.

## Einleitung.

Bei Untersuchungen über die Ultrastrahlung fand B. Rossi[1]) mit drei in einem Dreieck angeordneten Zählrohren eine Abhängigkeit der Koinzidenzen von der Stärke der über den Zählrohren liegenden Bleischicht. Von O. Zeiller[2]) sind dann längere Versuchsreihen durchgeführt worden, in denen er die Anordnung der drei Zählrohre unter der Bleischicht stark variierte. Seine Ergebnisse zeigen, daß die Koinzidenzzahl von der Winkelgeometrie wenig abhängig ist; jedoch beweist eine seiner speziellen Anordnungen mit Deutlichkeit, daß eine größere Wahrscheinlichkeit kleiner Divergenzwinkel vorhanden sein muß.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war nun, unter möglichst gut definierten geometrischen Bedingungen sowie unter Fortlassung aller unnötigen Bleimassen die Winkelverteilung der paarweise ausgelösten Sekundärteilchen zu ermitteln.

Die von der Ultrastrahlung erzeugten Sekundärpartikel treten bekanntlich nicht nur paarweise, sondern auch einzeln und in Schauern auf, so daß im einzelnen ziemlich unübersichtliche Verhältnisse entstehen. Es wurde daher eine zweite Versuchsreihe durchgeführt, bei der als Primärstrahlung die harte $\gamma$-Komponente eines Thoriumpräparates diente. Die Verteilung der Winkel zwischen Elektron und Positron der entstehenden Pärchen konnte gemessen und mit der Diracschen Theorie der Pärchenbildung verglichen werden.

1) B. Rossi, Zeitschr. f. Phys. **82**, 151, 1933.
2) O. Zeiller, Zeitschr. f. Phys. **96**, 124, 1935.

## 1. Teil.

### Apparatur und Methodik der Messungen.

#### a) Technische Einzelheiten der Apparatur.

Die in den nächsten Abschnitten dargelegten Messungen wurden alle mit einer Zweifachkoinzidenzanlage nach der Schaltung von Bothe[1]) ausgeführt. Die verwendete Doppelgitterröhre war eine Telefunken RES 044, deren Gittervorspannung einmal einreguliert, für die Gesamtdauer aller Messungen konstant blieb. Die Zählrohre waren aus Messing von 0,5 bzw. 0,1 mm Wandstärke. Entsprechend den verschiedenen Anordnungen bekamen sie Durchmesser von 0,9–2,8 cm[2]). Ein bis zu dunkelblauer Farbe elektrisch geglühter Stahldraht von 0,2 mm Durchmesser bildete die axiale Elektrode. Die Zählrohre mit kleinem Durchmesser, die mit gut polierten Bernsteinstopfen ausgerüstet waren, erhielten als Füllgas durch $P_2O_5$ getrocknete Luft von etwa 90 mm Hg. Mit diesem Füllgas arbeiteten die Zählrohre in den meisten Fällen einwandfrei. Bei Unregelmäßigkeiten wurde nach Vorschlag von Trost[3]) der Luft ein Zusatz von einigen mm Alkohol gegeben, wodurch sich wieder einwandfreies Abreißen der Entladung im Zählrohr einstellte.

Im Verlauf der Arbeit sind die Zählrohre sehr selten, aber nie während einer Meßreihe erneuert worden. Da der Konstanzbereich von Zählrohren mit kleinem Durchmesser nicht sehr groß ist, so wurde durch ständige Kontrolle darauf geachtet, daß bei allen Messungen ein ganz bestimmter Druck in den Zählrohren vorhanden war[4]).

Bei zu starker Erhöhung des Druckes wird nämlich die Impulsgröße zu klein, so daß der Koinzidenzverstärker nicht sicher ansprechen würde. Wird jedoch der Druck im Zählrohr zu niedrig, so wird die Einzelimpulsgröße so groß, daß der Koinzidenzverstärker fälschlicherweise zuviel Koinzidenzen anzeigt. In einem kurzen Vorversuch ließ sich durch Variation des Druckes eine Impulsgröße des Zählrohrausschlages ermitteln, bei der nach beiden Richtungen ein Sicherheitsfaktor vorhanden war, so daß bei Innehaltung dieser Ausschlaggröße der Koinzidenzverstärker mit Sicherheit immer die richtige Anzahl von Koinzidenzen anzeigte.

Die aus dem Koinzidenzverstärker kommenden Impulse wurden durch einen Dreiröhrenverstärker so weiter verstärkt, daß sie ein Relais zum Ansprechen brachten, welches schließlich ein elektromagnetisches Zählwerk betätigte. Bis zu Einzelimpulszahlen der Zählrohre von etwa 200 pro Minute hat sich als Zählwerk ein umgebautes Uhrwerk gut bewährt[1]).

Bei allen Messungen ist, wie bereits in der Einleitung erwähnt, so wenig wie möglich Blei als Sekundärstrahlerzeuger verwendet worden (siehe auch unter c). Als Stützmaterial für die Bleistreuer diente sehr dünnes Sperrholz. Bei Messungen ohne Blei blieb selbstverständlich das Stützmaterial unverändert liegen. Die genaue Ausrichtung von Blei und Zählrohren geschah mittels Schablonen.

#### b) Anordnung und Auswertung der Messungen.

Die Anordnung der Messungen war so, daß immer abwechselnd (meistens alle 15 Minuten) auf eine Messung mit Blei sofort eine solche ohne Blei folgte. Hierdurch eliminierten sich Schwankungen, die trotz Konstanthaltung aller Bedingungen auftreten könnten.

Es wurde also auf diese Weise mit und ohne $Pb$ die Summe der jeweiligen Koinzidenzen ($\Sigma K$ = wirkliche + zufällige) registriert. Zwischen diesen einzelnen Messungen erfolgte dann immer wieder durch einen besonderen Verstärker die Ermittlung der Einzelimpulszahlen $Z$ der Zählrohre mit und ohne Blei. Durch Errechnung der zufälligen Koinzidenzen $ZK$ mittels des Auflösungsvermögens der Anlage ergaben sich hieraus die wirklichen Koinzidenzen $WK = \Sigma K - ZK$.

Die Feststellung des Auflösungsvermögens geschah in der üblichen Weise:

Die beiden Zählrohre wurden in regelloser Anordnung sehr weit auseinander gebracht und über eine längere Zeit die jetzt noch entstehenden sog. zufälligen Koinzidenzen gezählt. Zwischendurch erfolgte in dieser Stellung die Zählung der Einzelimpulse $Z_1$ bzw. $Z_2$. Hieraus läßt sich dann das Auflösungsvermögen $T$ der Anlage nach der bekannten Formel ermitteln:

$$T = \frac{ZK}{2 \cdot Z_1 \cdot Z_2} \text{ sec.}$$

Dabei bedeuten: $ZK$ die zufälligen Koinzidenzen pro Stunde, $Z_1$ bzw. $Z_2$ die Einzelimpulse der Zählrohre pro Minute. $T$ ergab sich zu $1{,}76 \cdot 10^{-3}$ sec.

Die Berechnung des Fehlers $F_1$ eines Meßpunktes geschah nach der Formel:

$$F_1 = \pm \frac{\sqrt{n_1}}{t}.$$

1) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **59**, 1, 1929.
2) Die jeweilige Länge der Zählrohre ist bei den einzelnen Messungen angegeben.
3) A. Trost, Physik. Zeitschr. **36**, 801, 1935.
4) Die Spannungsquelle (1200 V Pertrixbatterien) blieb immer konstant.

1) Relais und Zählwerk wurden in der Werkstatt des Instituts angefertigt.

wobei $n_1$ die für diesen Meßpunkt gezählten Quanten sind und $t$ die dafür erforderliche Zeit bedeutet.

Wenn ein Meßpunkt aus der Differenz zweier Koinzidenzzahlen entstand, so wurde sein Fehler ermittelt zu:

$$F_3 = \pm\sqrt{F_1^2 + F_2^2} = \pm\frac{\sqrt{n_1 + n_2}}{t},$$

wobei $F_1^2$ und $F_2^2$ die Fehlerquadrate der Einzelkoinzidenzzahlen sind.

### c) Orientierende Vorversuche.

Zunächst sollte durch einige orientierende Ultrastrahlungsmessungen das richtige Arbeiten der Koinzidenzanlage festgestellt werden. Beim ersten Versuch lagen die beiden Zählrohre achsenparallel und horizontal in einem Abstand von 2 mm nebeneinander. Durch allmähliche Vergrößerung dieses Abstandes trat eine Abnahme der Koinzidenzzahl ein. Dieses Ergebnis ist schon früher von anderen Autoren ermittelt worden[1]).

Zweitens wurde in einer allerdings nur kurzen Meßreihe für drei verschiedene Bleidicken der Verlauf der Rossischen Koinzidenzkurve bestätigt. Die beiden Zählrohre waren hierbei in der von Ackemann[2]) gewählten Anordnung gruppiert.

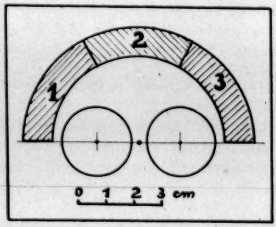



Fig. 1.
Vorversuche mit halbkreisförmigem Bleistreuer.

Drittens sollte durch die in Fig. 1 wiedergegebene Anordnung festgestellt werden, ob sich die Koinzidenzzahl durch verhältnismäßig kleine, in die Nähe gebrachte Sekundärstrahlerzeuger merklich ändert. Der halbkreisförmige Blei-„Streuer" hatte eine Stärke von 1,2 cm und war in drei Segmente 1, 2 und 3 geteilt. Aus Tabelle I ist das Resultat zu entnehmen, daß Segment 1 und 2 jedes für sich ungefähr dieselbe Zunahme der Koinzidenzen verursachen und daß die Segmente 1 + 3 zusammen nicht das Doppelte des Segmentes 1 (bzw. 3) ergeben. Die Zugabe des Segmentes 2 zu 1 + 3 macht sich ebenfalls keineswegs additiv bemerkbar, was wohl darauf zurückzuführen ist, daß der Nulleffekt durch Absorption weicher Strahlen erniedrigt wird.

Tabelle I.
Einfluß der Segmente nach Fig. 1 auf die Koinzidenzzahl.

| *Pb*-Segment | Wirkliche Koinzidenzen pro Stunde | Meßdauer in Stunden |
|---|---|---|
| Ohne *Pb* | 35 ± 2,9 | 8 |
| 1 oder 3 | 59 ± 3,7 | 6,5 |
| 2 | 62 ± 3,6 | 7 |
| 1 + 3 | 69 ± 3,6 | 8 |
| 1 + 2 + 3 | 73 ± 3,4 | 8 |

Aus diesem mehr orientierenden Versuch ist jedenfalls zu entnehmen, daß durch Vergrößerung der Bleimassen sehr leicht unübersichtliche Verhältnisse entstehen können. Deshalb sollte im Verlauf dieser Arbeit stets so wenig wie möglich Blei als Sekundärstrahlerzeuger verwendet werden. Bei Messungen mit der Ultrastrahlung erhielt deshalb das Blei die Form eines zylindrischen Stabes von 2 cm Durchmesser und der jeweiligen Länge der Zählrohre. Allerdings erforderten dafür die Meßreihen beträchtliche Zeiten.

## 2. Teil.

### Die Ultrastrahlung als auslösende Primärstrahlung.

Da die von der Ultrastrahlung in Materie ausgelösten Sekundärteilchen nicht nur paarweise, sondern auch in sog. Schauern auftreten, so können bei Messungen mit zwei Zählrohren Koinzidenzen auf verschiedene Weise entstehen. Es kann also bei den folgenden Messungen nicht unterschieden werden, ob die koinzidenzfähigen Sekundärstrahlen aus nur einem Paar oder aus einer mehrfach verzweigten Gabelung bestehen[1]).

Bei den ersten Messungen, die Aufschluß über die Winkelverteilung der von der Ultrastrahlung in Blei ausgelösten Sekundärteilchen geben sollten, wurde die Meßapparatur im Dachgeschoß des Instituts untergebracht, so daß die einfallende Primärstrahlung durch Dachziegel und eine dünne Gipsdecke nur geringe Absorption erlitt.

1) E. Heidel, Diss. Tübingen 1935. Über den Zählrohren befindet sich bei diesen Messungen kein Blei.

2) Ackemann, Zeitschr. f. Phys. **94**, 304, 1935.

1) In dem Strahlenschema von Geiger und Fünfer (Zeitschr. f. Phys. **93**, 543, 1935, und Ergeb. d. exakt. Naturwiss. **14**) setzen sich diese Sekundärstrahlen aus den von der primären *A*- bzw. *B*-Strahlung ausgelösten *C*-Strahlen (Elektronenzwillinge) und den von ihnen ausgelösten *D*-Strahlen (Photonen) zusammen.

Die verwendeten Zählrohre hatten einen Durchmesser von 2,8 cm, eine wirksame Länge von 8,5 cm und bestanden aus Messingrohr von 0,05 cm Wandstärke. Die Impulszahl pro Minute betrug etwa 45. Als Sekundärstrahlerzeuger wurde aus den bereits ausgeführten Gründen ein zylindrischer Bleistab von 2 cm Durchmesser und der Länge der Zählrohre gewählt. Die Zählrohre lagen in 17 mm Abstand voneinander. Bleistab und Zählrohre waren achsenparallel. Aus Fig. 2 sind die gewählten Verhältnisse ersichtlich. Mit den Zählrohren $Z_1$ und $Z_2$ sollte also der Raum unterhalb des Bleistabes „ausgetastet" werden. Allerdings besaßen hierzu die Zählrohre einen etwas zu großen Durchmesser und bedingten somit zu unscharfe geometrische Verhältnisse, um kleine Divergenzwinkel noch mit Sicherheit ermitteln zu können.

Ein Versuch mit der in Fig. 2 dargestellten Anordnung ergab die in Tabelle II wiedergegebenen Resultate. Das Verschieben der Zählrohre von Stellung $A$ nach Stellung $B$ bewirkt also eine Abnahme der Koinzidenzzahl.

Wir erkennen schon jetzt mit Deutlichkeit, daß die im Blei erzeugten Sekundärteilchen sich in einem verhältnismäßig engen Winkelbereich um die Primärrichtung herumgruppieren müssen. (Der durch die folgenden Messungen gefundene Öffnungswinkel von 30° ist in Fig. 2 gestrichelt eingezeichnet.)

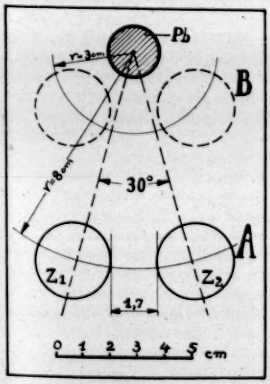



Fig. 2. Austastung des Raumes unter dem Blei. Zählrohre horizontal nebeneinander im Abstand 1,7 cm.

Um genauere Angaben über die Verteilung der Streuwinkel machen zu können, wurde der Durchmesser der Zählrohre von 2,8 cm auf 1,1 cm verringert. Damit sich jedoch die Meßzeiten nicht noch mehr vergrößerten, erhielten diese dünnen Zählrohre eine wirksame Länge von 25 cm. Dementsprechend bekam auch der Bleizylinder diese Länge. Die Einzelimpulszahl eines Zählrohres betrug etwa 50 pro Minute.

Tabelle II.

Abstand der Zählrohre 1,7 cm voneinander. Abhängigkeit der Koinzidenzen von der Zählrohrentfernung vom Blei.

| | Wirkliche Koinzidenzen pro Stunde | Meßdauer in Stunden | Zunahme durch das Blei |
|---|---|---|---|
| Ohne Blei . . | 21 ± 1,8 | 10 | — |
| Stellung $A$ . | 29 ± 1,9 | 11,5 | + 8 ± 2,6 |
| Stellung $B$ . | 25 ± 1,8 | 11,5 | + 4 ± 2,5 |

Aus Fig. 3 ist die mit diesen Zählrohren gewählte Anordnung zu ersehen. Damit der von den Zählrohren eingenommene Raumwinkel relativ zum Bleistab bei allen Messungen konstant blieb, wurden jetzt die Zählrohre auf einen Halbkreis von 8 cm Radius bei immer größer werdendem Abstand voneinander gebracht. Aus den so gefundenen Werten der Tabelle III ist die Kurve der Fig. 4 gezeichnet. Als Abszisse ist der zugehörige Divergenzwinkel (vgl. Fig. 3) aufgetragen. Die Kurve 1 gibt die Koinzidenzen mit Blei an, während die Kurve 2 die Koinzidenzen ohne Blei wiedergibt. Kurve 3 ist die Differenz zwischen 1 und 2, sie gibt also die Zunahme der Koinzidenzen wieder, welche durch die im Blei erzeugten Sekundärelektronen verursacht wurden.

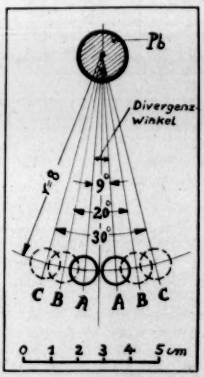



Fig. 3. Anordnung zur Ermittlung der Abnahme der Koinzidenzen bei wachsendem Divergenzwinkel.

Tabelle III.
Abnahme der Koinzidenzen bei wachsendem Divergenzwinkel.

| Wirkliche Koinzidenzen pro Stunde | Stellung $A$—$A$ Divergenzwinkel 9° | Stellung $B$—$B$ Divergenzwinkel 20° | Stellung $C$—$C$ Divergenzwinkel 30° |
|---|---|---|---|
| Ohne Blei | $66 \pm 2{,}2$ | $14{,}5 \pm 1{,}8$ | $11{,}5 \pm 1{,}6$ |
| Mit Blei | $75 \pm 2{,}2$ | $20{,}5 \pm 2{,}0$ | $14 \pm 1{,}8$ |
| Zunahme durch das Blei | $+9 \pm 3{,}1$ | $+6 \pm 2{,}6$ | $+2{,}5 \pm 2{,}5$ |
| Meßdauer in Stunden | 38 | 20 | 16 |

Da die Kurve 3 bei einem Divergenzwinkel von etwa 30° stark abfällt, kann man als äußere Begrenzung des von der Ultrastrahlung in Blei erzeugten Sekundärstrahlenbündels einen Winkel von ungefähr 30° annehmen. Jedenfalls werden außerhalb dieses Winkels koinzidenzfähige Sekundärteilchen sehr viel seltener auftreten, als innerhalb dieses Winkels[1]).

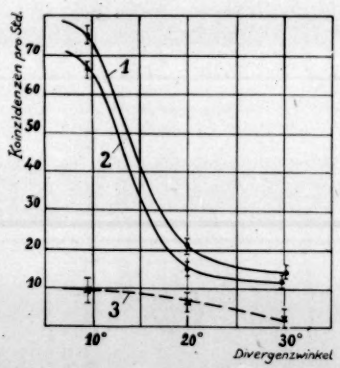



Fig. 4. Abnahme der Koinzidenzen bei wachsendem Divergenzwinkel. (Gemessen mit Ultrastrahlung.)

Durch eine weitere Anordnung, in der die Zählrohre in größerer Entfernung, nämlich auf einen Halbkreis von 14 cm Radius bewegt werden, sollte festgestellt werden, ob bei kleineren Winkeln (etwa 10°) ein Minimum in der Winkelverteilungskurve vorhanden ist. (Die Anordnung ist dieselbe wie in Fig. 4, nur ist der Radius jetzt 14 cm.) Die hierbei verwendeten Zählrohre hatten einen Durchmesser von 0,9 cm und ebenfalls eine Länge von 25 cm. Ein Minimum in der Winkelverteilungskurve, also eine Gabelung des Sekundärstrahlenbündels (wie es später in Teil 3 mittels der $ThC''$-$\gamma$-Strahlung ermittelt worden ist), konnte trotz längerer Meßdauer (58 Stunden) nicht gefunden werden. Es ist also anzunehmen, daß sich die in Blei erzeugten Sekundärteilchen unmittelbar um die Primärrichtung herumgruppieren[1]).

## 3. Teil.

## Die $\gamma$-Strahlung des $ThC''$ als auslösende Primärstrahlung.

### a) Ermittlung der Winkelverteilung der Elektronenzwillinge.

Wir gehen nunmehr dazu über, die $\gamma$-Strahlung des $ThC''$ mit einer Energie von $2{,}62 \cdot 10^6$ eV zur Erzeugung von Elektron-Positronpärchen zu benutzen. Die verwendete Strahlenquelle war ein $MsTh$-Präparat von etwa 1 mg $Ra$-Äquivalent. Um eine annähernd monochromatische Strahlung zu erhalten, wurde ein Vorfilter von 1 cm Blei angewandt. Zur Ausblendung der vom Präparat $P$ (siehe Fig. 5) kommenden $\gamma$-Strahlen diente ein 20 cm langer Bleikanal, dessen Höhe (parallel zur Zählrohrachse) 30 cm betrug. Die Breite des Kanals war im ersten Teil 1 mm und zum Ende hin 2 mm, um die in den Wandungen erzeugten Sekundärelektronen zu vermindern.

In der am Kanalende angebrachten Bleifolie S (Länge 30 cm) sollten die Sekundärteilchen erzeugt werden. Die Bleifolie erhielt eine Stärke

1) Inzwischen wurde von H. Geiger (Ergeb. d. exakt. Naturwiss. **14**, 57, 1935) eine württembergische Staatsexamensarbeit von W. Held erwähnt, welcher mit Hilfe einer Vierfach-Koinzidenzanordnung die Winkelverteilung der von den Ultrastrahlen in einer 8000 cm² großen, 1,6 cm dicken Bleiplatte erzeugten Sekundärteilchen ($C + D$-Strahlen) mißt. Durch Umrechnung der Versuchsergebnisse entsprechend der geometrischen Anordnung wird ein Maximum bei etwa 20° ermittelt. Kleinere und größere Winkel sollen seltener auftreten.

Weiterhin wurde von B. Püschel (Physik. Zeitschrift **37**, 662, 1936) eine Mitteilung veröffentlicht, nach der das Maximum des Divergenzwinkels der $C$-Strahlen (die $D$-Strahlen wurden absorbiert) zu 7—12° ermittelt wurde. Als Erzeuger diente eine Bleiplatte von 20×23×0,9 cm! Die gefundenen Werte mußten ebenfalls auf die wahre Winkelverteilung umgerechnet werden.

1) In einer neueren Arbeit von H. Geiger und O. Zeiller (Zeitschr. f. Phys. **105**, 517, 1937) ist der Winkel, unter dem die Schauerstrahlen aus Blei austreten, zu 20° zur Hauptrichtung des Schauers ermittelt worden.

von nur 0,25 mm, um die in ihr erzeugten Elektronen bzw. Positronen möglichst nicht mehr zu absorbieren[1]).

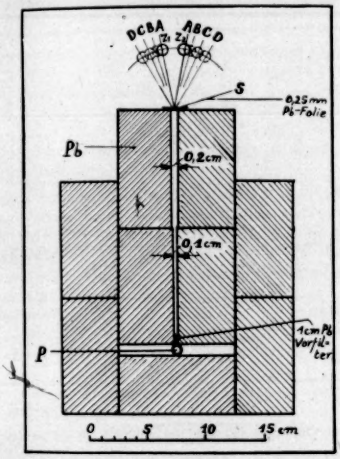



Fig. 5. Aufbau des Bleikanals und Stellung der Zählrohre zur Ermittlung der Winkelverteilung der Pärchen.

$Z_1$ und $Z_2$ sind die Zählrohre, die aus Messingrohr von 0,1 mm Wandstärke hergestellt waren. Sie hatten einen Durchmesser von 0,9 cm und eine wirksame Länge von 25 cm. Um den von der Ultrastrahlung verursachten Nulleffekt möglichst zu verringern, standen jetzt die Zählrohre senkrecht, während sie bei allen früheren Messungen horizontal lagen.

Die beiden Zählrohre $Z_1$ und $Z_2$ wurden auf einem Halbkreis von 5,2 cm Radius symmetrisch zur Richtung der γ-Strahlen in die Stellungen *A-A*, *B-B*, *C-C* und *D-D* gebracht, denen ein Gesamtstreuwinkel von 15, 30, 45 und 60° entsprach[2]).

Die folgenden Messungen sind vollständig verzahnt ausgeführt worden, d. h. in einer bestimmten Winkelstellung wurde in den meisten Fällen mit und ohne Bleifolie in einem Intervall von je 5 Minuten (höchstens 15 Minuten) gemessen, so daß sich irgendwelche Apparaturschwankungen eliminierten. Zwischen den einzelnen Messungen erfolgte immer wieder die Ermittlung der Einzelimpulszahl $Z$ der Zählrohre, um die Zufallskoinzidenzen so genau wie möglich zu erhalten. Es ist auch in den einzelnen Winkelstellungen der Zählrohre nie eine Meßreihe ganz durchgeführt worden, sondern die Zählrohre wurden zwischendurch in eine zweite Stellung verschoben und eine neue Meßreihe begonnen. Das Aufstellen der Zählrohre in den einzelnen Winkelstellungen geschah so genau wie möglich mittels Schablonen.

Die gefundenen Resultate gibt Tabelle IV und die gestrichelte Kurve in Fig. 6 wieder. Es

Tabelle IV.

Abhängigkeit der Koinzidenzzahl vom Divergenzwinkel. (Zählrohre 25 cm lang.)

| Stellung der Zählrohre | Wirkliche Koinzidenzen pro Stunde | | Meßdauer in Stunden | Zunahme durch das Blei |
|---|---|---|---|---|
| | Ohne Blei | Mit Blei | | |
| *A—A* (15 Grad) | 132 ± 6,8 | 134 ± 6,7 | 14 | + 2 ± 9,5 |
| *B—B* (30 Grad) | 35,7 ± 4,7 | 70,7 ± 5,5 | 12 | + 35 ± 7,2 |
| *C—C* (45 Grad) | 29,5 ± 4,7 | 54,7 ± 5,7 | 8 | + 25,2 ± 7,4 |
| *D—D* (60 Grad) | 16,5 ± 4,0 | 33 ± 4,7 | 10 | + 16,5 ± 6,2 |

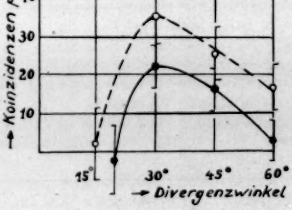



Fig. 6. Winkelverteilung der Pärchen. Kurven zu Tabelle IV bzw. Tabelle V. Obere Kurve: Zählrohre 25 cm lang. Untere Kurve: Zählrohre 8 cm lang.

zeigt sich, daß der von den Pärchen bevorzugte Divergenzwinkel etwa 30° beträgt und daß kleinere Winkel sehr selten vorkommen, während bei Winkeln größer als 30° die Kurve einen flachen Abfall zeigt. Divergenzwinkel größer als 60° werden wahrscheinlich schon sehr selten sein[1]).

Da bei der Länge der Zählrohre von 25 cm die Möglichkeit besteht, daß durch Verdrehung der Ebene zwischen der Bahn des Elektrons und der des Positrons ein größerer Winkel als gerade

1) Die Primärenergie ist 2,62 eMV. Zur Bildung eines Pärchens sind 1,02 eMV nötig, so daß man im Mittel etwa 0,8 eMV als Energie eines Sekundärteilchens erhält. Die entsprechende Reichweite in Blei beträgt etwa 0,23 mm.

2) Im folgenden soll dieser Gesamtstreuwinkel stets als Divergenzwinkel bezeichnet werden.

1) Dieses Resultat wurde bereits von mir in einer vorläufigen Mitteilung in Naturwiss. **25**, 13, 1937, veröffentlicht.

Tabelle V.

Abhängigkeit der Koinzidenzen vom Divergenzwinkel. (Zählrohre 8 cm lang.)

| Divergenzwinkel | Ohne $Pb$:$O$ Mit $Pb$:$M$ | $Z$ pro Min. eines Zählrohres | Wirkliche Koinzidenzen pro Stunde | Meßdauer in Stunden | Zunahme durch das Blei |
|---|---|---|---|---|---|
| 20 Grad | $O$ | $161 \pm 1{,}6$ | $122 \pm 6{,}3$ | 6 | $-2 \pm 9$ |
| | $M$ | $157 \pm 1{,}6$ | $120 \pm 6{,}4$ | 6 | |
| 30 Grad | $O$ | $136 \pm 1{,}6$ | $42 \pm 3{,}8$ | 8 | $+22 \pm 5{,}7$ |
| | $M$ | $141 \pm 1{,}6$ | $64 \pm 4{,}3$ | 8 | |
| 45 Grad | $O$ | $115 \pm 1{,}5$ | $21 \pm 3{,}6$ | 6 | $+16 \pm 5{,}5$ |
| | $M$ | $126 \pm 1{,}5$ | $37 \pm 4{,}1$ | 6 | |
| 60 Grad | $O$ | $111 \pm 1{,}5$ | $12 \pm 3{,}6$ | 5 | $+3 \pm 5{,}3$ |
| | $M$ | $117 \pm 1{,}5$ | $15 \pm 3{,}9$ | 5 | |

der zu messende Winkel $Z_1 S Z_2$ (vgl. Fig. 5) als richtige Koinzidenz registriert werden kann, wurde die ganze Versuchsreihe mit Zählrohren von nur 8 cm wirksamer Länge wiederholt. Falls der erwähnte Fehler überhaupt ins Gewicht fallen sollte, würde er sich bei 8 cm Zählrohrlänge jedenfalls bedeutend weniger bemerkbar machen[1]).

Bei diesen Versuchen wurde ein *RaTh*-Präparat von etwa 3 mg *Ra*-Äquivalent verwendet, das mit *BeO* gleichmäßig vermischt war, so daß die $\gamma$-Quelle ungefähr die Länge der Zählrohre erhielt[2]). Kanalhöhe und Bleifolienlänge blieben dieselben wie bei der ersten Versuchsreihe. Die Lage des Maximums und der Verlauf der jetzt gefundenen Kurve (Tabelle V und Fig. 6 ausgezogene Kurve) zeigen, daß durch Verkürzung der Zählrohre keine merkliche Veränderung eingetreten ist.

Zur eingehenderen Erläuterung sei die Entstehung der in Fig. 6 ausgezogenen Kurve an Hand der Fig. 7 näher erklärt. Im oberen Teil der Fig. 7 ist die durch die Bleifolie verursachte Zunahme der Einzelimpulse $Z$ der Zählrohre in Abhängigkeit vom Divergenzwinkel wiedergegeben. Bei kleinen Winkeln (20°)[3]) macht sich eine Vergrößerung von $Z$ durch das Blei nicht mehr bemerkbar, sondern eine geringe Abnahme. Dieses tritt wahrscheinlich deshalb ein, weil die in den Kanalwänden ausgelösten sehr weichen Sekundärteilchen jetzt durch das Blei absorbiert werden. Im unteren Teil der Fig. 7 ist zunächst die am Zählwerk abgelesene Summe aller Koinzidenzen ($\Sigma K$) bestehend aus Zufallskoinzidenzen plus wirklichen Koinzidenzen aufgetragen.

Sodann die aus den jeweiligen Einzelimpulsen $Z$ errechneten Zufallskoinzidenzen $ZK$. Durch Subtraktion $\Sigma K - ZK$ wurden die wirklichen Koinzidenzen $WK$ erhalten. Die Differenz der beiden „wirklichen Koinzidenzkurven" (mit und ohne Blei) ist die Kurve $\Delta$, die schon in Fig. 6 wiedergegeben worden ist (ausgezogen). Ein Vergleich der mit 25 cm langen Zählrohren

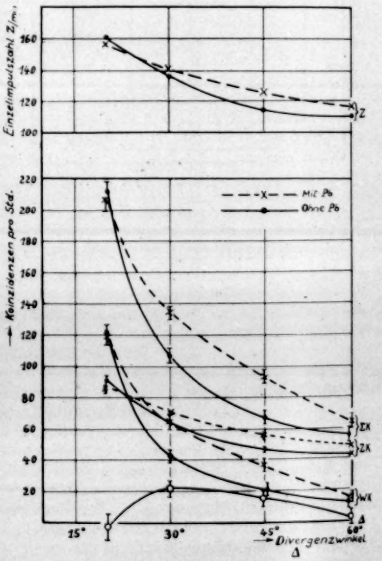



Fig. 7. Kurven zu Tabelle V. Kurve $\Delta$ ist die Differenz zwischen $WK$ mit $Pb$ und $WK$ ohne $Pb$.

aufgestellten Kurve (Fig. 6 gestrichelt) mit der mit 8 cm langen Zählrohren gefundenen Kurve (ausgezogen) zeigt in beiden Fällen das Maximum bei einem Divergenzwinkel von 30° und zeigt auch, daß der Verlauf der Winkelverteilung derselbe ist.

Der durch die Länge der Zählrohre verursachte Fehler dürfte also nur gering sein.

1) Die Wiederholung war auch aus dem Grunde erwünscht, weil die Fehler der Kurvenpunkte noch ziemlich groß waren.

2) Das Präparat wurde für andere Zwecke als Neutronenquelle gebraucht.

3) Bei der mit kurzen Zählrohren gefundenen Kurve wurden die Zählrohre nur bis zu einem Divergenzwinkel von 20° zusammengeschoben, weil bei noch kleineren Winkeln durch Streuung eine zu lange Meßzeit erforderlich wäre.

b) Vergleich der Beobachtungen mit der Diracschen Theorie der Pärchenbildung.

Die Winkelverteilung der Elektron-Positronpärchen ist von Bethe und Heitler[1]) nach der Diracschen Theorie berechnet worden. Um nun einen Vergleich mit dem Experiment durchzuführen, wurde nach einer von Bethe und Heitler aufgestellten Formel die Winkelverteilung unter der vereinfachten Annahme errechnet, daß Elektron und Positron gleiche Impulse besitzen und daß sie mit dem $\gamma$-Strahl denselben Winkel bilden.

Das Ergebnis zeigt die folgende Tabelle:

| Divergenzwinkel..... | 15° | 30° | 45° | 60° |
|---|---|---|---|---|
| Wirkungsquerschnitt. | 0,22 | 1,00 | 0,76 | 0,35 |

sie läßt erkennen, daß in der Tat ein Maximum in der Winkelverteilungskurve bei 30° vorhanden ist. Dieselbe Rechnung wurde auch noch für andere Verhältnisse der Impulsverteilung ausgeführt, wobei sich dieselben Resultate ergaben.

Dieses Maximum bei 30° in der Winkelverteilungskurve ist in einer neueren Arbeit von Simons und Zuber[2]) bestätigt worden, die an Nebelkammeraufnahmen eine direkte Messung des Divergenzwinkels vornahmen.

Klarmann und Bothe[3]) finden bei Messungen an Krypton einen Divergenzwinkel von 19° und bei Xenon 42°, also bei dem leichteren der beiden Stoffe einen kleineren Winkel. Jedoch ist hierbei die Genauigkeit nicht sehr groß, da nur sehr wenig Nebelkammeraufnahmen ausgemessen wurden.

Beim Vergleich unserer Messungsergebnisse mit den Nebelkammermessungen anderer Autoren und mit der Theorie ist allerdings noch die Frage aufzuwerfen, ob die Ergebnisse nicht durch die Art der geometrischen Anordnung (Länge der Zählrohre und des Spaltes) verfälscht sein könnten. Diese Frage soll in einem Anhang von Herrn Dr. G. Burkhardt besonders behandelt werden.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. Frhr. H. Rausch v. Traubenberg möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für sein stets förderndes Interesse meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Herrn Dr. G. Burkhardt danke ich für seine Beratung in theoretischen Fragen.

1) H. Bethe und W. Heitler, Proc. Roy. Soc. London (A) **146**, 89, 1934. W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation. Oxford 1936.

2) L. Simons und K. Zuber, Proc. Roy. Soc. London (A) **159**, 383, 1937.

3) H. Klarmann und W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **101**, 489, 1936.

Kiel, Institut für Experimentalphysik, im April 1937.

(Eingegangen 21. August 1937.)

## Zur Arbeit von H. Adam: „Über die Winkelverteilung von Sekundärteilchen".

Von Gerd Burkhardt.

Im folgenden soll ein genauer Vergleich der in der vorhergehenden Arbeit von H. Adam (A.) mitgeteilten Beobachtungsergebnisse über die Winkelverteilung der durch $ThC''$-$\gamma$-Strahlung in Blei ausgelösten Elektron-Positronpärchen mit der theoretischen Berechnung von H. Bethe und W. Heitler (A., l. c.) vorgenommen werden. Nach diesen Autoren ergibt sich als Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines Positrons mit der Energie $E_+$ und dem Impuls $1/c\,p_+$ in den Raumwinkel $d\Omega_+$ und eines Elektrons mit $E_-$ und $1/c\,p_-$ in den Raumwinkel $d\Omega_-$ durch ein Lichtquant der Energie $k$ der Ausdruck:

$$\begin{aligned}
&\text{WQ. } (E_+, p_+; E_-, p_-; k; \Theta_+, \Theta_-, \Phi)\, d\Omega_+ d\Omega_- \\
&= d\Omega_+ d\Omega_- \frac{f}{q^4} \Big| \frac{\sin^2\Theta_+}{(\varepsilon_+ - \cos\Theta_+)^2} \left(4\,(1-\alpha)^2 p^2 \varepsilon_-^2 - q^2\right) + \frac{\sin^2\Theta_-}{(\varepsilon_- - \cos\Theta_-)^2} \left(4\,\alpha^2 p^2 \varepsilon_-^2 - q^2\right) \\
&+ \frac{2\sin\Theta_+ \sin\Theta_-}{(\varepsilon_+ - \cos\Theta_+)(\varepsilon_- - \cos\Theta_-)} \left(4\,\alpha(1-\alpha) p^2 \varepsilon_+ \varepsilon_- - 2\,k^2 + q^2\right) \\
&- 2\,k^2 \frac{\alpha^2 \sin^2\Theta_+ + (1-\alpha)^2 \sin^2\Theta_-}{\alpha(1-\alpha)(\varepsilon_+ - \cos\Theta_+)(\varepsilon_- - \cos\Theta_-)} \Big| ;
\end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned}
q^2 &= p^2 + k^2 - 2\,p\,k\left((1-\alpha)\cos\Theta_- + \alpha\cos\Theta_+\right) \\
&+ 2\,\alpha(1-\alpha) p^2 (\cos\Theta_+ \cos\Theta_- + \sin\Theta_+ \sin\Theta_- \cos\Phi + 1), \\
p_+ &= \alpha p; \qquad p_- = (1-\alpha) p; \qquad \varepsilon_+ = \frac{E_+}{p_+}; \qquad \varepsilon_- = \frac{E_-}{p_-}.
\end{aligned}$$

(Bezeichnungsweise wie in dem Buch von W. Heitler: The Quantum Theory of Radiation[1]): $\Theta_+$ bzw. $\Theta_-$ = Winkel des Positrons bzw. des Elektrons mit dem Lichtquant; $\Phi$ = Winkel zwischen den Ebenen $(\mathfrak{p}_+, \mathfrak{k})$ und $(\mathfrak{p}_-, \mathfrak{k})$, wobei $\Phi = 180°$ ist, wenn die Bahnen von Positron und Elektron in einer Ebene, aber auf verschiedenen Seiten des Lichtquants liegen. $f$ ist ein winkelunabhängiger Faktor.)

Um den Anschluß an die experimentellen Ergebnisse zu gewinnen, muß dieser differentielle Wirkungsquerschnitt (WQ.), entsprechend der oben beschriebenen Versuchsanordnung[2]), integriert werden, und zwar über die von den Zählrohren in ihrer jeweiligen Stellung eingenommenen Raumwinkel, betrachtet von einem Punkt des Spaltes aus; eine weitere Integration ist über die Länge des Spaltes auszuführen. Es müßte dann noch eine Mittelung über die verschiedenen Verteilungsmöglichkeiten der Energie auf Positron und Elektron, also über den Parameter $\alpha$, vorgenommen werden; jedoch wurde der Einfachheit halber die Rechnung auf den Fall der Gleichverteilung ($\alpha = 0{,}5$) beschränkt; der hierdurch begangene Fehler dürfte unwesentlich sein. Es wurden zunächst zur allgemeinen Untersuchung der Abhängigkeit des differentiellen WQ. pro Einheit der Raumwinkel von $\Theta_+$, $\Theta_-$ und $\Phi$ 300 Punkte für alle möglichen Kombinationen dieser 3 Variablen numerisch berechnet (Fig. 1) und dann mit den erhaltenen Ergebnissen, wenigstens näherungsweise, die oben angedeuteten speziellen Integrationen ausgeführt.

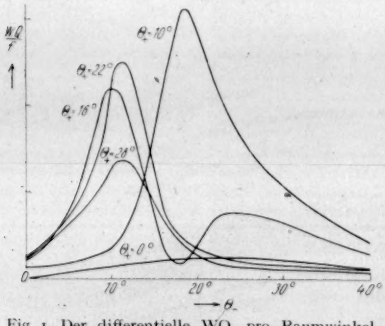



Fig. 1. Der differentielle WQ. pro Raumwinkeleinheit in Abhängigkeit von $\Theta_+$ und $\Theta_-$ für $\Phi = 180°$ (theoretisch).

1) Oxford, 1936, S. 196.

2) Zählrohrlänge 8 cm; 4 Zählrohrstellungen, in denen die Winkel in folgenden Grenzen variieren können:

$A$–$A$: $10° < \Theta < 39°$; $B$–$B$: $15° < \Theta < 40°$;

$C$–$C$: $22{,}5° < \Theta < 43°$; $D$–$D$: $30° < \Theta < 46°$

(A., Tabelle V. Der Winkel $2 \cdot \Theta_{\min}$ wird in A. als „Divergenzwinkel" bezeichnet).

Es ergab sich im Gegensatz zu dem experimentellen Befund ein rascher Abfall der Pärchenzahl mit zunehmendem gegenseitigem Abstand der Zählrohre und kein Maximum in der Stellung $B$-$B$ (siehe Anm. 2). (In der Stellung $A$-$A$ sollten nach der Theorie etwa 2–3mal soviel Pärchen gezählt werden als in der Stellung $B$-$B$!) Dieses Ergebnis war nach dem vorher berechneten allgemeinen Verlauf des WQ. ($\Theta_+$, $\Theta_-$, $\Phi$) durchaus zu erwarten. Man erhält nämlich für nicht zu kleine Winkel $\Phi$ ($> 120°$) ein Maximum des WQ., wenn der eine der beiden Winkel $\Theta$ bei ungefähr 10°, der andere zwischen 15 und 20° liegt. (Man vgl. Fig. 1.) Wird einer der beiden Winkel größer als 25°, so erfolgt ein rascher Abfall der Funktion. Für $\Theta_+ = \Theta_-$ liegt das Maximum bei $\Theta = 15°$, wie bereits in A., Teil II b gezeigt wurde, jedoch ist dieser Fall gleicher Winkel wesentlich seltener. Außer für sehr kleine $\Theta$ (beide Winkel $< 15°$) sind Pärchen, die mit dem Lichtquant in einer Ebene liegen ($\Phi = 180°$), am häufigsten; mit kleiner werdendem $\Phi$ nimmt der WQ. ziemlich gleichmäßig ab. Man erkennt ferner, daß eine Veränderung der Zählrohrlänge von 8 cm auf 25 cm das Resultat wenig beeinflußt, wie experimentell bestätigt wurde (für die noch hinzukommenden größeren Winkel ist der WQ. schon sehr klein), sondern daß erst ganz wesentlich kürzere Zählrohre, deren Länge kleiner ist als ihr gegenseitiger Abstand, andere experimentelle Ergebnisse erwarten lassen.

Es ist zu beachten, daß infolge des komplizierten und empfindlichen Abhängigkeitsverhältnisses des WQ. von den 3 Winkelvariablen das theoretische Resultat immerhin mit einer erheblichen Unsicherheit behaftet ist, während die experimentellen Ergebnisse von H. Adam doch ziemlich eindeutig sind. Jedoch macht es die bei Zählrohrmessungen unvermeidliche Unübersichtlichkeit der geometrischen Anordnung, die nach obigem wesentlich größer ist, als ursprünglich erwartet wurde, sehr schwierig, wenn nicht unmöglich, aus dem Experiment Rückschlüsse auf die wahre Winkelabhängigkeit des WQ. zu ziehen und etwa die Art und Größe der Abweichung von der theoretischen Formel von Bethe und Heitler zu bestimmen. Wesentlich klarer liegen die Verhältnisse bei Nebelkammeruntersuchungen, wo die einzelnen Winkel $\Theta_+$, $\Theta_-$ und $\Phi$ direkt der Messung zugänglich sind. Solche Versuche wurden von L. Simons und K. Zuber (A., l. c.) angestellt, jedoch vergleichen diese die gemessene Winkelverteilung mit einer theoretischen Formel, die nur für Teilchenenergien $\gg mc^2$ gilt und sicher in den betrachteten

Fällen (Energie des Photons, wie bei H. Adam, $\approx 2{,}62$ MeV) nicht mehr anwendbar ist. Ein Vergleich mit der exakten Formel läßt sich aus der dort angegebenen Kurve für die Winkelverteilung nicht ohne weiteres anstellen, immerhin steht sie damit nicht in Widerspruch; für eine genauere Untersuchung dürfte das Material noch kaum genügen.

Die bisherigen experimentellen Ergebnisse sind also zu einer Prüfung der Theorie über die Art der Winkelverteilung bei Paarerzeugung nicht ausreichend.

Kiel, Institut für theoretische Physik, August 1937.

(Eingegangen 21. August 1937.)

## Streuung von Heliumkanalstrahlen an Heliumatomkernen.

Von Chr. Gerthsen.

Die Untersuchung der Streuung von α-Teilchen beim Durchgang durch Materie führte zur Entdeckung des Atomkerns. Die Anwendung der Gesetze der Newtonschen Mechanik und der Elektrostatik durch Rutherford auf die Bewegung eines α-Teilchens innerhalb eines schweren Atoms ergaben eine Voraussage für die Wahrscheinlichkeit der Ablenkung der Teilchen unter Winkeln zwischen 0 und 180°, welche in voller Übereinstimmung mit der beobachteten Streuung stand.

Dieser erste große Erfolg der Anwendung der klassischen Mechanik auf Atomvorgänge, der, schon in den Anfängen der Atomphysik erzielt, für ihre Weiterentwicklung ein sicheres Fundament zu geben schien, hat sich in diesem Umfange nicht wiederholt. Eine Fülle von Erfahrungen führte zur Entwicklung einer neuen Mechanik, die natürlich auch imstande sein mußte, die Streuung von α-Teilchen am Atomkern richtig zu beschreiben. In der Tat ergaben die Methoden der Wellenmechanik das Rutherfordsche Streugesetz.

Die Streuung von α-Teilchen am schweren Atomkern konnte also zwischen alter und neuer Mechanik nicht entscheiden.

In einem Sonderfall der Streuung von α-Teilchen machen alte und neue Mechanik voneinander gänzlich abweichende Aussagen. Er betrifft die Streuung von α-Teilchen an Heliumatomkernen, also die Begegnung gleichartiger Teilchen:

Hier fordern die Gesetze der Energie- und Impulserhaltung, daß infolge der Gleichheit der zusammenstoßenden Massen, wie in Fig. 1 zum Ausdruck gebracht, in jeder Richtung sowohl stoßende als auch gestoßene Teilchen beobachtet werden müssen und diese beiden dann den gleichen Impuls besitzen müssen; d. h. aber, daß eine Möglichkeit für eine Unterscheidung stoßender und gestoßener Teilchen nach dem Stoßvorgang durch das Experiment nicht existiert.

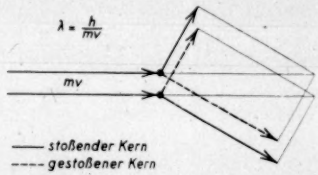



Fig. 1. Impulsaustausch beim Zusammenstoß gleicher Massen.

Bei der Behandlung auf der Grundlage der alten Mechanik wird man zu der Zahl der gestreuten Teilchen nur die Zahl der Rückstoßkerne hinzuzuzählen haben, die in den gleichen Winkelbereich von um 90° dagegen abweichende α-Teilchen hineingestoßen werden. Das zuerst von Darwin[1]) angegebene Streugesetz für gleichartige Teilchen lautet

$$\Delta N = N \cdot n \cdot x \cdot \frac{1}{V^4} \cdot \frac{E^4}{M^2} \cdot 4 \cos\varphi \frac{1}{\sin^4\varphi} (1 + \mathrm{tg}^4\varphi) \Delta\Omega$$

($n$ Zahl der *He*-Atome im cm³; $x$ Dicke der streuenden Schicht; $E, M, V$ Ladung, Masse und Geschwindigkeit der α-Teilchen; $\varphi$ Streuwinkel).

In Fig. 3 zeigt die gestrichelte Kurve die Winkelabhängigkeit der Zahl der gestreuten Teilchen; sie sollte, wenn die Anwendung der Newtonschen Mechanik berechtigt ist, mit der experimentellen Erfahrung genau so übereinstimmen wie das Rutherfordsche Streugesetz.

Mott[2]) hat gezeigt, daß infolge der Gleichheit der Stoßpartner eine Art „Interferenz" der beiden Materiewellen auftreten muß. Zur rechten Seite der Gleichung (1) tritt noch für die spinfreien α-Teilchen der Faktor

$$1 + 2 \frac{\mathrm{tg}^2\varphi}{1 + \mathrm{tg}^4\varphi} \cos \frac{8}{137} \cdot \frac{c}{V} \ln \mathrm{ctg}\,\varphi$$

hinzu.

Für die beiden α-Strahlengeschwindigkeiten $1{,}05 \cdot 10^8$ und $3 \cdot 10^8$ cmsec$^{-1}$ sind diese winkelabhängigen Faktoren in der Fig. 2 eingetragen, Fig. 3 zeigt in der ausgezogenen Kurve die Winkelabhängigkeit der Streuung für die α-Strahlengeschwindigkeit $v = 3 \cdot 10^8$ cmsec$^{-1}$, wie die wellenmechanische Theorie sie erwartet.

1) C. G. Darwin, Phil. Mag. **27**, 499, 1914.
2) N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. (A) **126**, 259, 1930.

Die experimentelle Nachprüfung sowohl der Darwinschen als auch der Mottschen Formel kann nur mit langsamen α-Teilchen vorgenommen werden, für die auch bei den größtmöglichen Annäherungen an die streuenden Kerne noch nicht mit einer Abweichung vom Coulombschen Kraftgesetz zu rechnen ist.

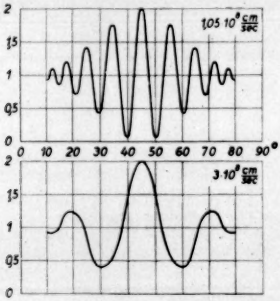



Fig. 2. Mottscher Faktor für *He*-Teilchen $v = 1{,}05 \cdot 10^8$ cmsec$^{-1}$, $3 \cdot 10^8$ cmsec$^{-1}$.

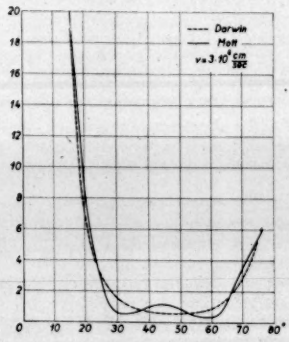



Fig. 3. Winkelverteilung der gestreuten *He*-Teilchen nach der klassischen Mechanik und nach der Wellenmechanik.

In einer früheren Arbeit[1]), in der zur Hauptsache die Streuung von *H*-Strahlen an Wasserstoffatomkernen untersucht wurde, hat der Verfasser bereits den Nachweis gebracht, daß die Streuung von Heliumkanalstrahlen (also langsamen α-Teilchen) an Heliumatomen nicht mit der Darwinschen Formel in Einklang ist, vielmehr waren charakteristische Merkmale der Mottschen Formel nachweisbar. Auch in einer statistischen Untersuchung von Nebelspuraufnahmen durch Blackett und Champion[1]) über die Häufigkeit und Winkelverteilung gegabelter Bahnen von α-Teilchen in Helium in der Nähe des Reichweitenendes erwies sich die Mottsche Formel der Darwinschen erheblich überlegen.

In der vorliegenden Arbeit ist die Winkelverteilung von in *He* gestreuten *He*-Kanalstrahlen bei einer solchen Geschwindigkeit der *He*-Strahlen ($v = 3 \cdot 10^8$ cmsec$^{-1}$) untersucht, bei der im durchgemessenen Winkelbereich noch Maxima und Minima des Mottschen Korrektionsfaktors erfaßt werden können, diese aber soweit auseinander liegen, daß bei dem begrenzten Auflösungsvermögen ($\Delta\varphi = \pm 3°$) der Apparatur noch eine quantitative Nachprüfung möglich ist.

Zur Erzeugung der Kanalstrahlen wurde eine Röhre verwendet, deren Bau aus Fig. 4 hervorgeht. Die Hohlanode aus Aluminium reicht bis auf 10 mm an die Kathode heran, bei Belastungen bis zu 5 mA reicht eine Kühlung durch Anblasen mit einem Ventilator aus. Der Vorteil

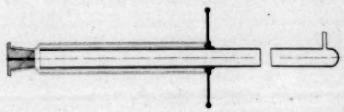


Fig. 4. Kanalstrahlenröhre.

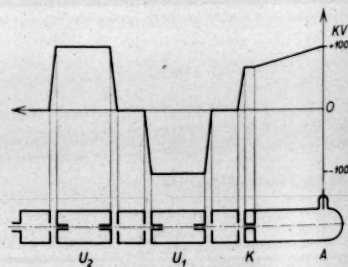



Fig. 5. Schema der Anordnung zur Beschleunigung der Kanalstrahlen.

dieser Röhrenform beruht in der sehr engen Bündelung des Kanalstrahlenpinsels vor der Kathode, wodurch die für den langen Kanalstrahlenweg hinter der Kathode erforderliche gute Parallelität des Strahles erreicht wird.

Die Anordnung zur Beschleunigung des Kanalstrahls hinter der Kathode ist in Fig. 5 dargestellt; in der auf negativem Potential sich befindlichen Umladungskammer $U_1$ wird ein

1) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. **9**, 769, 1931.

1) P. M. S. Blackett und F. C. Champion, Proc. Roy. Soc. (A) **130**, 380, 1930.

Bruchteil der positiven Strahlen durch Umladung neutralisiert und damit befähigt, trotz des elektrischen Feldes ohne Energieverlust in die wiederum auf Anodenpotential sich befindende zweite Umladungskammer $U_2$ zu gelangen. Die sich hier wieder zu positiver Ladung umladenden Heliumatome speichern beim Durchfallen des Feldes hinter $U_2$ noch einmal Energie auf und werden nun durch ein Magnetfeld in die in Fig. 6 dargestellte Streuapparatur gelenkt.

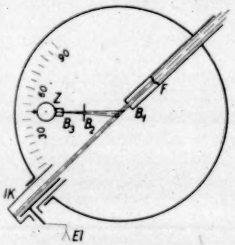



Fig. 6. Streuapparatur.

Dieser zylindrische Streutopf ($\Phi = 40$ cm, $H = 20$ cm) ist mit Helium von einem Druck zwischen 1 und 2 mm *Hg* gefüllt. Der Eintritt der Kanalstrahlen geschieht durch einen 1 mm breiten, 4 mm hohen Fensterspalt, über den zur Trennung des gasgefüllten Raumes vom hochevakuierten Raum der Kanalstrahlenapparatur ein Zelluloidhäutchen von 100 m$\mu$ Dicke gekittet ist. In ihm erleiden die durchtretenden Strahlen bereits eine Streuung; zur Aussonderung eines engen Bündels dient die in 42 mm Abstand von $F$ angebrachte Blende $B_1$ (1 mm). Der durch $B_1$ begrenzte Strahl tritt schließlich in die Ionisationskammer $IK$, die zur Dosierung des primären Strahles dient.

Um die Achse des Topfes ist vermittels eines zentral im Boden angebrachten Schliffes ein Zählrohr $Z$ mit senkrecht gestelltem Draht schwenkbar. Es hat einen vertikalen, ebenfalls mit einem Zelluloidhäutchen verschlossenen Schlitz (1 × 15 mm), und geeignete Schlitzblenden $B_2$ und $B_3$ sorgen dafür, daß nur aus einem genau definierten Abschnitt des primären Bündels gestreute Teilchen in das Zählrohr gelangen können. Die Länge dieses Abschnittes ist natürlich vom Streuwinkel $\varphi$ abhängig und in erster Näherung $\frac{1}{\sin\varphi}$ proportional. Wenn die Strahlen die Fensterfolie und das streuende Gas bis zur Mitte des Topfes durchqueren, so erleiden sie hierbei einen Energieverlust. Man kann diesen für die oben angegebene Foliendicke und einen Gasdruck von 2 mm *Hg* Helium bis zur Ankunft der Strahlen in der Achse des Topfes auf etwa 25 eKV schätzen. (Energieverlustmessungen an Heliumkanalstrahlen liegen bisher nicht vor, doch gestattet die Kenntnis der Reichweitenabhängigkeit der $\alpha$-Strahlen von ihrer Geschwindigkeit innerhalb der letzten Millimeter einigermaßen verläßliche Schlüsse.) Daher wurde mit einer Kanalstrahlenenergie von 215 eKV gearbeitet. Man überzeugt sich leicht davon, daß die Lage des Minimums bei 30° 20′ und des Maximums bei 18° 50′ sich um weniger als $^1/_2$ bzw. 1° verschieben, wenn die Energie der Strahlen um 15 eKV geändert wird. Die Unsicherheit der Kenntnis der Energieverluste der Strahlteilchen ist daher von geringem Einfluß auf die Deutung der Meßergebnisse.

Bevor man an die Messung der Winkelverteilung im Helium geht, muß man sich davon überzeugen, daß die Apparatur quantitativ richtige Resultate ergibt. Darum wurden zunächst Streumessungen in Luft durchgeführt. Die letzte Spalte der Tabelle I zeigt, daß hier, wo die Erwartungen nach der klassischen und nach der wellenmechanischen Theorie untereinander übereinstimmen, auch eine Übereinstimmung innerhalb von 5 Proz., welche dem mittleren statistischen Fehler entsprechen, mit dem experimentellen Resultat vorhanden ist.

Die Streuung im Helium jedoch zeigt Abweichungen von der Erwartung nach der klassischen Erwartung, welche bis über 300 Proz. gehen. Überall ist, wie ein Vergleich mit der Fig. 2 zeigt, der Sinn der Abweichung der von der Wellenmechanik geforderte. Die Maxima und Minima liegen am richtigen Ort, freilich sind die Amplituden etwas geringer.

Tabelle I.
Streuung von *He*-Strahlen in *He* und Luft. $v = 3 \cdot 10^8$ cmsec$^{-1}$.

| $\varphi_1/\varphi_2$ | Theorie | | | Meßergebnisse | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Klassische Mechanik | | Wellenmechanik gleiche Massen | *He* in *He* | *He* in Luft |
| | verschiedene Massen | gleiche Massen | | | |
| 15/20 | 4,15 | 4,08 | 3,25 | 2,75 | 3,81 |
| 20/25 | 2,99 | 2,91 | 4,78 | 3,46 | 2,87 |
| 25/30 | 2,42 | 2,31 | 4,35 | 3,88 | — |
| 30/45 | 4,78 | 3,82 | 0,77 | 1,18 | 5,0 |

Die beobachtete Glättung der Kurve ist nicht auf ein mangelndes Auflösungsvermögen der Apparatur zurückzuführen.

Eine Beimengung eines schweren Gases zum streuenden Helium würde eine solche Glättung bewirken. Unter der Voraussetzung der Gültigkeit der Mottschen Formel für die Streuung am Helium und der Rutherfordschen Formel für die Streuung am schweren Gase findet man, daß die beobachtete Abweichung für das Verhältnis der unter 30° und 45° gestreuten Intensitäten von der wellenmechanischen Erwartung durch 1,4 Proz. $N_2$, den gleichen Prozentsatz $Ne$ oder 0,2 Promille $Hg$ verursacht werden würde. So starke Verunreinigungen des Heliums sind unwahrscheinlich. Der Gehalt des verwendeten Heliums an $N_2$ betrug weniger als 0,07 Proz., an $Ne$ weniger als 0,1 Proz.; das zur Messung des Druckes verwendete Quecksilbermanometer war durch eine mit flüssiger Luft gekühlte Quecksilberfalle vom Streutopf getrennt. Der Topf selber wurde vor dem Einleiten des Heliums mit einer Öldiffusionspumpe auf Hochvakuum ausgepumpt.

Die Zahlen der Spalte 4 gelten nur für reine Kernstreuung. Da bei Streuwinkeln von 30° die Kernannäherungen nur etwa den zehnten Teil von recht häufigen Elektronenkernabständen im Heliumatom betragen, wie sie aus Röntgenstrahlstreuungsmessungen in Helium folgen, so ist es möglich, daß die Abweichungen auf einer Mitwirkung der Atomelektronen beruhen.

Über allem Zweifel steht, daß durch die Messungen die Ungültigkeit der Newtonschen Mechanik bei der Begegnung von Heliumkernen bewiesen ist.

Die Mittel zum Aufbau der Apparatur wurden mir von der William-G.-Kerckhoff-Stiftung zur Verfügung gestellt. Herrn Dr. Siedler (I. G. Farbenindustrie, Frankfurt-Griesheim) verdanke ich die kostenlose Überlassung des verwendeten spektralreinen Heliums.

Gießen, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen am 1. September 1937.)

# BERICHTE.

## Die Absorption, Streuung und Sekundärstrahlung harter $\gamma$-Strahlen.

Von Wolfgang Gentner.

I. Überblick, Problemstellung und Begrenzung.
II. Theoretische Erwartungen.
A. Der Compton-Effekt.
B. Der Photoeffekt.
C. Die Paarbildung.
D. Die Vernichtungsstrahlung.
III. Experimentelle Untersuchungen.
A. Die Paarbildung und die Vernichtungsstrahlung.
B. Die Absorption der $\gamma$-Strahlen in Abhängigkeit von der Ordnungszahl.
C. Die Größe und der Verlauf der Absorptionskoeffizienten in Blei im Gebiet der harten $\gamma$-Strahlen.
D. Die Streu- und Sekundärstrahlung harter $\gamma$-Strahlen.
IV. Schlußbemerkungen.

### I. Überblick, Problemstellung und Begrenzung.

Für Untersuchungen an harten $\gamma$-Strahlen stehen uns im wesentlichen zwei Strahlungen von genügender Intensität aus der Reihe der natürlich radioaktiven Elemente zur Verfügung, erstens die $\gamma$-Strahlung von Radium $C$ und zweitens die Strahlung von Thorium $C''$, die beim Übergang der Thoriumreihe in ihr Endprodukt ausgestrahlt wird. Das $\gamma$-Spektrum von $Ra\,C$ weist im Gebiet großer Quantenenergien ($h\nu > 1 \cdot 10^6$ eV) eine ganze Reihe intensiver Linien auf. Die energiereichste Linie besitzt $2{,}2 \cdot$ eMV[1]). Selbst mit starker Filterung von einigen cm Blei können die verschiedenen Linien nicht voneinander getrennt werden. Es steht daher aus der Radiumreihe überhaupt keine harte monochromatische Strahlung zur Verfügung. Wesentlich günstiger liegen die Verhältnisse bei der härteren Strahlung von $Th\,C''$. Die Quantenenergie dieser Strahlung beträgt $2{,}65 \cdot$ eMV und alle gleichzeitig ausgesandten Linien mit einer Quantenenergie $> 1 \cdot 10^6$ eV besitzen wesentlich kleinere Intensitäten. So existiert neben der erwähnten Linie nach neueren Untersuchungen von Alichanow, Alichanian und Kosodaew (2) und Simons und Zuber (65) noch eine Linie von $3{,}2 \cdot$ eMV, die dem direkten Übergang zum Grundzustand entspricht. Bei dieser Linie mit größerer Quantenenergie kommen ungefähr 0,08 Quanten auf ein Quant von 2,65 eMV. Bei Benutzung von $Ra\,Th$ als Strahlenquelle kommen dann nur noch zwei schwache Linien von 1,6 und $2{,}8 \cdot$ eMV hinzu, die von $Th\,(C + C')$ stammen. Nach Messungen von Skobeltzyn (66) und Jacobsen (45) sollen diese weicheren Linien noch 25 Proz. der Gesamtstrahlung von $Ra\,Th$ auch nach einer Filterung durch 3 cm Blei ausmachen. Nach

[1]) Für $10^6$ eV ist die Bezeichnung eMV benutzt.

anderen Untersuchungen von Chadwick, Blackett und Occhialini (19) muß aber der Anteil der weicheren Strahlung kleiner eingesetzt werden. Das stimmt auch mit den Absorptionsmessungen überein, bei denen sich sonst der Anteil der weicheren Strahlung in größerem Maße hätte bemerkbar machen müssen. Die Strahlung von *ThC''* eignet sich daher besonders gut für alle Untersuchungen im Gebiet harter γ-Strahlen, da sie nach Vorfilterung weniger cm Blei praktisch monochromatisch erhalten werden kann.

Die große Durchdringungsfähigkeit und die geringe Materialabhängigkeit beim Durchgang durch die Materie wird bei den harten γ-Strahlen durch die fast ausschließlich wirksame Absorption durch Zerstreuung hervorgerufen. Der Photoeffekt, der im Gebiet der Röntgen- und weichen γ-Strahlen den wesentlichen Anteil an der Absorption ausmacht, verliert mit zunehmender Quantenenergie mehr und mehr an Bedeutung. Bei den härtesten γ-Strahlen tritt er nur noch bei den schweren Elementen schwach in Erscheinung. Die Streuung der γ-Strahlen zeigt dagegen nur eine schwache Abnahme mit wachsender Quantenenergie und gewinnt für die harten γ-Strahlen die ausschlaggebende Rolle. Die Zerstreuung geschieht in diesem Gebiet im wesentlichen durch den Compton-Effekt an Atomelektronen. Die Bindungsenergien der Atomelektronen sind gegenüber den Quantenenergien harter γ-Strahlen klein. Für die Schwächung sollte daher neben einer kleinen zusätzlichen Absorption durch den Photoeffekt direkt die Anzahl der Atomelektronen in der absorbierenden Substanz allein maßgebend sein.

In den letzten Jahren sind von verschiedenen Seiten große Anstrengungen gemacht worden, die quantitativen Verhältnisse beim Durchgang harter γ-Strahlen durch die Materie zu klären. Die Prüfung dieser Frage wurde zunächst veranlaßt durch die Aufstellung der Klein-Nishina-Formel (52) für die Absorption durch Streuung infolge des Compton-Effektes. Diese Formel, die auf Grund der Diracschen Theorie unter Berücksichtigung der relativistischen Korrektion aufgestellt ist, sollte eine weitgehende Gültigkeit vom Röntgengebiet bis zu den härtesten γ-Strahlen besitzen. Die ersten experimentellen Beobachtungen über die Absorption der härtesten γ-Strahlen (*ThC''*, $h\nu = 2{,}65 \cdot$ eMV) zeigten auch tatsächlich im Gebiet der leichten Elemente eine befriedigende Übereinstimmung mit den theoretischen Werten aus der Klein-Nishina-Formel [Meitner und Hupfeld (56), Tarrant (72), Chao (21)]. Mit zunehmender Ordnungszahl des Absorbers nahm aber die Absorption in einem Maße zu, wie sie kaum allein durch die zusätzliche Absorption infolge des Photoeffektes erklärt werden konnte. Besonders überzeugend für die Annahme einer weiteren zusätzlichen Absorption im Gebiet der schweren Elemente war die von Meitner und Hupfeld (56) zuerst beobachtete Tatsache, daß der Unterschied zwischen der Absorption von leichten und schweren Elementen im Gebiet der weicheren γ-Strahlen kleiner war als für die härteren γ-Strahlen von *ThC''*. Bei alleiniger Wirkung des Photoeffektes neben der Absorption durch den Compton-Effekt hätte dieses Verhältnis unbedingt umgekehrt ausfallen müssen.

Zur Klärung dieser experimentellen Beobachtungen wurde von verschiedenen Seiten eine eingehende Untersuchung der Streu- und Sekundärstrahlung harter γ-Strahlen an schweren und leichten Elementen eingeleitet. Dabei zeigte es sich, daß die Absorptionskurven der von einem Streukörper ausgehenden Strahlung neben der Comptonschen Streustrahlung noch auf zusätzliche Strahlungskomponenten hinwiesen [Chao (21)]. Über die Eigenschaften und Entstehungsarten dieser Sekundärstrahlung gingen die Ansichten zunächst weit auseinander. Unter einem Winkel von 90° fanden Meitner und Hupfeld (57) für die Streuung von *RaC* γ-Strahlen eine Sekundärstrahlung mit primärer Härte. Sie deuteten dieses Resultat als kohärente Streustrahlung am Kern analog der Rayleighschen Lichtstreuung. Demgegenüber fanden zur gleichen Zeit Gray und Tarrant (37) bei größeren Streuwinkeln unter 125° zwei zusätzliche Komponenten mit Energien von 0,5 und 1,0 eMV. Diese beiden Komponenten besaßen also nicht die primäre Härte. Die Energien dieser Strahlungen sollten unabhängig von der Primärstrahlung, vom Streuwinkel und von der Natur des Streukörpers sein. Gray und Tarrant deuteten dieses Ergebnis mit einer Kernfluoreszenzstrahlung.

Ein wesentlicher Fortschritt in der Frage der anormalen Absorption wurde erst durch die Entdeckung des positiven Elektrons möglich. Blackett und Occhialini (12) gaben auf Grund der Diracschen Theorie den obigen Resultaten die folgende Deutung: Besitzt ein Quant eine größere Energie als der Masse zweier Elektronen entspricht ($2\,mc^2 = 1{,}02$ eMV), so können durch die γ-Quanten in Kernnähe Paare von negativen und positiven Elektronen erzeugt werden. Diese durch einen „Materialisationsprozeß" entstandenen Positronen werden bei ihrem Flug durch die Materie ebenso wie die Elektronen langsam abgebremst. Am Ende ihrer Reichweite werden sie sich mit einem Atomelektron vereinigen. Es tritt dann eine Rückverwandlung der Massenenergie in Strahlung ein.

Zwei Fälle sind hierbei möglich. Entweder vereinigt sich das Positron mit einem festgebundenen Elektron unter Aussendung eines einzigen Quants von 1,02 eMV, wobei der Kern den Impuls übernimmt; oder es tritt der Fall ein, der nach theoretischer Voraussicht fast ausschließlich vorkommen soll [Bethe (9), Jaeger und Hulme (46)], daß sich das Positron mit einem leichtgebundenen Elektron vereinigt unter Aussendung zweier Quanten von je 0,51 eMV in entgegengesetzter Richtung.

Diese Komponente von 0,51 eMV wurde später übereinstimmend mit Gray und Tarrant von verschiedenen Autoren gefunden [Heiting (40), Bothe und Horn (15), Kung Tsu-Tung (54)] und wie von Blackett und Occhialini (12) vorgeschlagen, als Vernichtungsstrahlung gedeutet. Die Resultate, bis dahin aber kaum mehr als rein qualitativer Natur, erhielten ihre wesentliche Ergänzung erst durch die quantitative Messung der Streustrahlung durch Bothe und Horn (15) an dünnen Schichten, wie sie schon früher allerdings nur mit der inhomogenen Strahlung des *RaC* von Stahel und Ketelaar (67) ausgeführt worden waren. Der Vorteil dünner Schichten als Sekundärstrahler liegt darin, daß sie undurchsichtige Korrekturen der Absorption und Streuung im Sekundärstrahler selbst vermeiden lassen. Durch die Ausdehnung dieser Messungen auf extrem dünne Schichten mit Hilfe einer besonders lichtstarken Anordnung konnte durch weitere Versuche von Gentner (33) eine weitgehende Klarlegung der quantitativen Verhältnisse bei der Streuung der γ-Strahlen erzielt werden.

Besondere Schwierigkeiten für die Deutung bildeten danach nur noch die sogenannten harten Komponenten in der Streustrahlung. Ihre Intensität ist im Verhältnis zur Compton-Streuung und zur Vernichtungsstrahlung gering. Eine befriedigende Erklärung kann man aber durch gewisse Sekundäreffekte finden, die sich in der primären Absorption nicht bemerkbar machen.

Hierhin gehört vor allem die Bremsstrahlung der im Streukörper ausgelösten negativen und positiven Elektronen, die Vernichtungsstrahlung von schnellen Positronen und die Streustrahlung durch mehrfachen Compton-Effekt.

In der Zwischenzeit hatten Messungen über die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Wellenlänge [Gentner (30)] und neuere Messungen über den Gang des Absorptionskoeffizienten mit der Ordnungszahl [Gentner und Starkiewicz (32), Jacobsen (45)] den Weg zu einem quantitativen Vergleich mit den theoretischen Berechnungen geebnet.

Neben diesen Untersuchungen an der monochromatischen Strahlung von *ThC''* war es andererseits Stahel und seinen Mitarbeitern in einer ganzen Reihe von Arbeiten (49, 67, 68, 69, 70) gelungen, die wesentlich undurchsichtigeren Verhältnisse bei der Streuung der inhomogenen Strahlung von *RaC* einer Klärung zuzuführen. Es stellte sich auch hier heraus, daß die Größe und Härte der Streustrahlung durch den Compton-Effekt, den Photoeffekt und die Vernichtungsstrahlung nebst den schon erwähnten Sekundärprozessen im Streustrahler in befriedigender Weise beschrieben werden können.

Das gesamte experimentelle Material läßt sich somit in drei Gruppen aufteilen. Das Ziel der ersten Gruppe von Messungen lag in einer möglichst genauen Bestimmung der Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Ordnungszahl. Die zweite Gruppe von Messungen beschäftigt sich mit der Wellenlängenabhängigkeit der Absorption von γ-Strahlen. Der dritte Teil der Untersuchungen enthält die Messungen über die Streu- und Sekundärstrahlung harter γ-Strahlen. Die Resultate dieser letzten Untersuchungen ergaben einen Abschluß der gesamten Fragestellung auf diesem Gebiet, da sich eine klare Deutung der Ergebnisse ermöglichen ließ. Diesen drei Gruppen ist im folgenden eine vierte Gruppe von experimentellen Arbeiten vorangestellt, nämlich die Aufklärung des Materialisationseffektes, der für diese gesamte Fragestellung eine so große Bedeutung gefunden hat. Vor der Übersicht über die experimentellen Ergebnisse sind die rein theoretischen Arbeiten und Vorstellungen zusammengestellt, die später zum Vergleich mit dem Experiment gebraucht werden.

Zur Abrundung des gesamten Bildes werden auch kurz die neuesten Messungen an den extrem harten γ-Strahlen bis 17 eMV besprochen, die bei der Beschießung von leichten Elementen mit schnellen Protonen auftreten. Die Eigenschaften dieser energiereichen γ-Strahlen beim Durchgang durch die Materie sind jetzt schon so weit untersucht, daß sich ein kurzer Überblick über diese extremen Verhältnisse lohnt.

An Literatur ist im wesentlichen nur der Teil berücksichtigt, der nach der Aufstellung der Klein-Nishina-Formel im Jahr 1929 erschienen ist. Die frühere Literatur auf diesem Gebiet ist bereits an verschiedenen anderen Stellen ausführlich behandelt und zusammengestellt worden (Kohlrausch, Hdb. d. Exp. Physik, Bd. 15, 1928; Rutherford, Chadwick, Ellis, „Radiations from radioactive substances", Cambridge 1930; Bothe und Kirchner, Hdb. d. Physik, Bd. 23, II. Teil, 1932). Dort sind auch die grundlegenden Begriffe für Absorptions- und Streumessungen auseinandergesetzt, die hier als bekannt vorausgesetzt sind.

## II. Theoretische Erwartungen.

### A. Der Compton-Effekt.

Bei der Absorption einer Strahlung durch den Compton-Effekt wird ein Teil der einfallenden Strahlungsenergie in kinetische Energie des Streuelektrons, der andere Teil in Streustrahlung mit verminderter Quantenenergie umgewandelt. Der Schwächungskoeffizient in der Primärrichtung ($\sigma$) setzt sich also zusammen aus dem Teil der Strahlungsenergie, die in kinetische Energie von Elektronen umgewandelt wird und eine wahre Absorption erleidet ($\sigma_a$), und dem Teil, der in weichere Streustrahlung übergeht ($\sigma_s$). Alle drei Koeffizienten

$$\sigma = \sigma_a + \sigma_s$$

sind durch die Klein-Nishina-Formel (52) bestimmt. Der gesamte Schwächungskoeffizient ergibt sich danach zu

$$\sigma = \frac{2\pi e^4 N}{m^2 c^4}\left[\frac{1+\alpha}{\alpha^2}\left(\frac{2\{1+\alpha\}}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha}\log\{1+2\alpha\}\right) + \frac{1}{2\alpha}\log(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+\alpha)^2}\right]$$

$$\frac{2\pi e^4}{m^2 c^4} = 4{,}96\cdot 10^{-25}, \qquad \alpha = \frac{h\nu}{mc^2}.$$

Darin ist $e$ und $m$ die Ladung und Masse des Elektrons, $h$ die Plancksche Konstante, $\nu$ die Frequenz der Strahlung, $c$ die Lichtgeschwindigkeit und $N$ die Anzahl der Elektronen.

Der Schwächungskoeffizient pro Hüllenelektron $\sigma_z$ ist also nur eine Funktion der Wellenlänge und hängt nicht von der Natur der durchstrahlten Substanz ab, solange die Bindungsenergie der Atomelektronen gegenüber der Rückstoßenergie vernachlässigt werden kann. Inwieweit diese Vernachlässigung für die Quantenenergie der *ThC''*-Strahlung ($h\nu = 2{,}65$ eMV) berechtigt ist, läßt sich aus einer theoretischen Betrachtung von Franz (29) ersehen. Er findet z. B. für diese Strahlung bei der Schwächung durch Blei eine Abweichung von der Klein-Nishina-Formel von $-1{,}2$ Proz. Für die leichten Elemente bis Aluminium ist die Abweichung dagegen $< -0{,}1$ Proz.

Neben der Größe der Schwächung von γ-Strahlen durch den Compton-Effekt gibt die Klein-Nishina-Ableitung auch die Intensitätsverteilung der Streustrahlung. Es errechnet sich daraus für harte γ-Strahlen ein sehr starkes Überwiegen der Streustrahlung nach vorn.

### B. Der Photoeffekt.

Beim Photoeffekt wird die Energie des einfallenden Quants, vermindert um die Bindungsenergie des Atomelektrons, vollständig in kinetische Energie eines Elektrons umgewandelt. Im Gebiet der harten γ-Strahlen tritt er merklich nur bei den schweren Elementen in Erscheinung. Bis vor kurzem konnte man die Größe des photoelektrischen Effektes im Gebiet harter γ-Strahlen nur angenähert durch Extrapolation aus dem Gebiet kleinerer Quantenenergien erhalten. Eine empirische Formel, zusammengestellt aus den Ergebnissen verschiedener Autoren, die Messungen an Röntgen- und γ-Strahlen ausgeführt haben, ist von Gray (35) für den photoelektrischen Absorptionskoeffizienten in Blei angegeben worden. Danach wird der Absorptionskoeffizient des Bleis pro Atom $\tau_{at}$ am besten beschrieben durch

$$(\tau_{at})_{Pb} = 4{,}472\cdot 10^{-3}\lambda^{1+0{,}48\log_{10}\lambda},$$

worin $\lambda$ die Wellenlänge der Strahlung in *X*-Einheiten bedeutet.

In der Zwischenzeit sind auch von Hall (38) einerseits und später von Hulme und Mitarbeitern (43) andererseits die theoretischen Rechnungen von Sauter (64) über den Photoeffekt an leichten Elementen bis zu den schweren Elementen ausgedehnt worden. Hall erhält die folgende Formel für den photoelektrischen Absorptionskoeffizienten pro Atom in der *K*-Schale:

$$(\tau_K)_{at} = \frac{1{,}16\cdot 10^{-23} Z^5\cdot\lambda\cdot R}{\alpha^2\alpha^2\cdot e^{\pi(\pi-2\alpha)}}$$

mit

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{h\cdot c}\cdot Z,$$

$Z$ = Atomnummer und

$$R = \frac{K_0'^3\varepsilon}{K'^4}\left[\frac{4}{3\varepsilon} + \frac{\varepsilon-2}{\varepsilon+1}\left(1 + \frac{1}{2\varepsilon K_0'}\log\frac{\varepsilon-K_0'}{\varepsilon+K_0'}\right)\right].$$

$$\varepsilon = K' + (1-\alpha^2)^{\frac{1}{2}}, \quad K' = \frac{h\nu}{mc^2}, \quad K_0' = (\varepsilon^2-1)^{\frac{1}{2}}.$$

Diese Formel ist für alle Ordnungszahlen gültig und solange $h\nu \gg mc^2$ ist, also nur für sehr harte γ-Strahlen. In einer späteren Arbeit haben Hall und Rarita (39) die Rechnungen auch für die $L_1$-Schale durchgeführt und finden eine Absorption von 20 Proz. gegenüber der *K*-Schale. Da alle anderen Schalen nur einen vernachlässigbaren Beitrag liefern, kann man

$$\tau_{K+L+\cdots} = \tfrac{6}{5}\tau_K$$

setzen.

Tabelle I.

| Autoren | 4,65 X-E 2,65 eMV | 11 X-E 1,1 eMV | 24,2 X-E 0,51 eMV | 35 X-E 0,35 eMV |
|---|---|---|---|---|
| $(\tau_{Pb})_{at} \cdot 10^{23}$ L. H. Gray (35) | 1.0 | 4.9 | 27 | 66 |
| $(\tau_{Pb})_{at} \cdot 10^{23}$ H. Hall (38, 39) | 1.4 | 4.0 | — | — |
| $(\tau_{Pb})_{at} \cdot 10^{23}$ H. R. Hulme u. Mitarbeiter (43) | 1.5 | 5.3 | 28 | 70 |

Die zweite theoretische Berechnung von Hulme und Mitarbeitern ist auf alle Ordnungszahlen und bis herab zur Wellenlänge $\lambda = 35$ X-E. ausgedehnt. Die Genauigkeit der Werte für Blei wird von den Autoren auf ± 4 Proz. geschätzt. Die Resultate sind nur graphisch wiedergegeben. Die Übereinstimmung mit Hall ist erst bei Werten von $h\nu > 2{,}5$ eMV als gut zu bezeichnen. Die obige Tabelle gibt zur Übersicht die Resultate für den Photoeffekt je Atom in *Pb* nach den zwei theoretischen Berechnungen und den Werten der empirischen Formel von Gray für einige Wellenlängen wieder.

Die Übereinstimmung der rein empirischen Werte von Gray mit den theoretischen Berechnungen ist hiernach als zufriedenstellend zu bezeichnen.

### C. Die Paarbildung.

Die Absorption der harten γ-Strahlen durch Paarbildung geschieht im Gebiet des starken Coulomb-Feldes der Atomkerne. Das starke elektrische Feld dient dabei als „Katalysator" für die Umwandlung. Der Kern selbst bleibt unbeteiligt. Der Materialisationseffekt kann erst auftreten, wenn die Energie des Quants größer ist als die Ruhemasse zweier Elektronen ($h\nu > 2\,mc^2 = 1{,}02$ eMV). Die Energie, die das Quant über diese Einsatzenergie hinaus besitzt, wird den beiden gebildeten Elektronen als kinetische Energie mit auf den Weg gegeben.

Dirac hatte diesen Effekt bereits früher als Folgerung aus seiner Theorie des Elektrons diskutiert. Eine erste theoretische Abschätzung der Größe dieses Effektes auf Grund der Diracschen Theorie geschah durch Oppenheimer und Plesset (60), erst nach dem experimentellen Nachweis. Eine genauere theoretische Berechnung wurde von Bethe und Heitler (10) durchgeführt. Die letzteren Rechnungen erstrecken sich auf ein größeres Quantengebiet. Ihre Ergebnisse sind graphisch wiedergegeben, da eine einfache mathematische Beziehung nicht aufgestellt werden konnte. Nur für kurze Zwischengebiete konnten Vernachlässigungen eingeführt werden, die eine einfache mathematische Darstellung erlauben. Über die Abhängigkeit der Paarbildung von der Ordnungszahl der Elemente ist in dieser Arbeit ausgesagt, daß man im Gebiet der Quantenenergien von der Größenordnung $10^6$ eV die Größe der Paarbildung proportional $Z^2$ setzen kann.

Heitler und Sauter (41) und Bethe und Heitler (10) geben für die bezeichneten Zwischengebiete die folgende Formel für den Wirkungsquerschnitt ($\varkappa$) der γ-Strahlen an:

$$\varkappa = r_0^2 \frac{Z^2}{137}\left(\frac{28}{9}\log\frac{2\,h\nu}{mc^2} - \frac{218}{27}\right)$$

für

$$mc^2 \ll h\nu \ll 137\,mc^2 Z^{-\frac{1}{3}}$$

und

$$\varkappa = r_0^2 \frac{Z^2}{137}\left[\frac{28}{9}\log(183\,Z^{-\frac{1}{3}}) - \frac{2}{27}\right]$$

für

$$h\nu \gg 137\,mc^2 Z^{-\frac{1}{3}}.$$

$r_0 = \frac{e^2}{mc^2} = 2{,}81 \cdot 10^{-13}$ cm ist der Elektronenradius.

In letzter Zeit ist von Jaeger und Hulme (46) für zwei Quantenenergien der Wirkungsquerschnitt der Paarbildung berechnet worden, jedoch im Gegensatz zu Bethe und Heitler ohne die Benutzung der Bornschen Annäherung. Die Genauigkeit dieser Rechnung wird auf ± 10 Proz. geschätzt. Die neuen Werte geben gegenüber den Bethe-Heitlerschen Werten um ungefähr 20 Proz. größere Wirkungsquerschnitte. Die nächste Tabelle zeigt eine Zusammenstellung des Wirkungsquerschnitts in *Pb* für eine mittlere Quantenenergie aus dem *Ra* (*B* + *C*)-Spektrum und für die *ThC''*-Strahlung.

Tabelle II.

| $h\nu \cdot 10^{-6}$ eV | $\varkappa \cdot 10^{24}$ Jaeger-Hulme | $\varkappa \cdot 10^{24}$ Bethe-Heitler |
|---|---|---|
| 1,53 | 0,67 | 0,34 |
| 2,65 | 3,1 | 2,5 |

Man sieht, daß der besonders interessierende Wert für die *ThC''*-Strahlung ($h\nu = 2{,}65$ eMV) nach der genaueren Rechnung von Jaeger und Hulme um rund 20 Proz. höher liegt als der ältere Wert von Bethe und Heitler, der mit Hilfe der Bornschen Annäherung errechnet ist.

Neben dem Effekt der Paarbildung an Atomkernen kann auch ein Materialisationsprozeß im

Elektronenfeld auftreten, worauf zuerst F. Perrin (61) hingewiesen hat. Die Wahrscheinlichkeit der Paarbildung sollte im Elektronenfeld ebenso groß sein wie im Feld eines Protons. Nur tritt der Prozeß erst bei höherer Quantenenergie auf, da das Lichtquant infolge der kleinen Masse des Elektrons an dieses auch kinetische Energie abgibt. Die Paarbildung wird dadurch in diesem Fall erst für Quantenenergien $h\nu \geqq 4\,mc^2$ möglich. Der Effekt sollte also gerade mit der *ThC''*-Strahlung ($h\nu = 5{,}2\,mc^2$) noch beobachtbar sein. Sein Auftreten ist aber gegenüber den anderen Absorptionsphänomenen so selten, daß er keinen merklichen Einfluß auf die Gesamtabsorption ausübt.

### D. Die Vernichtungsstrahlung.

Das positive Elektron wird wie ein negatives Elektron bei seinem Flug durch die Materie langsam abgebremst. Am Ende seiner Reichweite vereinigt es sich mit einem negativen unter Ausstrahlung ihrer Massenenergie. Die zwei hierbei entstehenden Quanten fliegen in entgegengesetzter Richtung weg und besitzen je eine Energie von 0,51 eMV. Neben diesem Normalfall treten mit wesentlich kleinerer Häufigkeit zwei andere Vernichtungsvorgänge auf. Einmal kann sich das positive Elektron mit einem festgebundenen Hüllenelektron (z. B. Elektron der *K*-Schale) vereinigen. Dann wird nur ein einziges Quant von 1,02 eMV ausgesandt, da der Kern den Impuls übernimmt. Zweitens kann das positive Elektron eine Vernichtung erleiden, solange es noch einen erheblichen Betrag an kinetischer Energie besitzt. In diesem Fall werden zwei Quanten ausgesandt, deren Energiesumme sich aus der Masse zweier Elektronen und der kinetischen Energie des Positrons zusammensetzt. Die zwei entstehenden Vernichtungsquanten erhalten dann verschiedene Energiebeträge. Das bedeutet aber für den Fall der *ThC''*-Strahlung, daß in der Streustrahlung neben der Compton-Komponente und der normalen Vernichtungsstrahlung auch Vernichtungsquanten mit Energien $> 1$ eMV auftreten können. Die Häufigkeit des ersten Prozesses unter Aussendung eines einzigen Vernichtungsquants wird von theoretischer Seite nach den neuesten Rechnungen von Jaeger und Hulme (46) auf $< 1$ Proz. für die Sekundärpositronen von *ThC''* in *Pb* geschätzt. Die Häufigkeit des zweiten Prozesses, der Vernichtung eines schnellen Positrons unter Aussendung eines Quants mit der Energie $> 1$ eMV, soll nach Bethe (9) für die Positronen der *ThC''*-Strahlung bei der Auslösung in Blei ungefähr 7 Proz. betragen. Dieser Wert ist aber noch als unsicher zu betrachten, da er mit dem genaueren Rechenverfahren von Jaeger und Hulme (46) noch nicht überprüft ist.

Im folgenden experimentellen Teil ist der gesamte Schwächungskoeffizient einer γ-Strahlung in der Primärrichtung immer als Absorptionskoeffizient bezeichnet ohne Rücksicht darauf, ob es sich im einzelnen um eine wahre Absorption oder nur um eine Schwächung durch Streuung aus der Primärrichtung bzw. um die Summe beider Effekte handelt. Außerdem ist der gesamte Absorptionskoeffizient für alle Substanzen möglichst immer auf ein Elektron bezogen mit der Bezeichnung „$\mu_e$"; für die Anzahl der Elektronen je Kubikzentimeter sind die Werte benutzt, die auch in der Arbeit von Meitner und Hupfeld (56) schon für eine große Anzahl von Elementen aufgeführt sind.

## III. Experimentelle Untersuchungen.

### A. Die Paarbildung und die Vernichtungsstrahlung.

Die Entdeckung des Positrons in der Ultrastrahlung durch Anderson hat Blackett und Occhialini (12) zuerst auf den Gedanken gebracht, daß auch die γ-Strahlen der natürlich radioaktiven Substanzen in der Lage sind, durch Paarbildung Positronen zu erzeugen. Bereits vorher war von Curie und Joliot (24) auf die merkwürdige Tatsache hingewiesen worden, daß bei Wilsonaufnahmen der Elektronen, die durch die Strahlung von (*Be* + *Po*-α) ausgelöst waren, verschiedentlich Elektronenbahnen beobachtet wurden, die nach Ausweis ihrer Krümmung im Magnetfeld auf die Quelle hingerichtet waren. Nach der Mitteilung von Blackett und Occhialini gelang es Curie und Joliot (24) zu zeigen, daß es sich bei diesen Elektronen um Positronen handelt, die durch die harte γ-Strahlung des (*Be* + *Po*-α)-Präparates ausgelöst wurden. Die Anzahl der ausgelösten Positronen nahm nämlich mit steigender Ordnungszahl der bestrahlten Substanz stetig zu, so daß die Neutronenstrahlung nicht dafür verantwortlich gemacht werden konnte. Fast gleichzeitig damit erschienen dann Mitteilungen aus verschiedenen Laboratorien [Anderson und Neddermeyer (4); Curie und Joliot (24); Meitner und Philipp (59)], die übereinstimmend die Auslösung von Positronen durch die *ThC''*-Strahlung beobachtet hatten. Die Energie der beobachteten Positronen stimmte mit der Vorstellung überein, daß die Energie des Elektronenpaares

$$E^- + E^+ = h\nu - 2\,mc^2$$

ist ($1\,m_0c^2 = 1{,}02$ eMV, Ruhemasse zweier Elektronen). Skobeltzyn (66) hat dann auch bei

der Durchsicht seiner früheren Wilsonaufnahmen über die in Luft durch die γ-Strahlung von *ThC''* ausgelösten Rückstoßelektronen vier Verzweigungen aufgefunden, die nach der Energiebilanz jetzt als Paare gedeutet werden mußten. Ein erster Versuch zur quantitativen Deutung ist von Chadwick, Blackett und Occhialini (19) ausgeführt worden. Sie bestimmten mit Wilsonaufnahmen die Anzahl der Positronen und Elektronen, die in einer dicken Bleischicht durch die *ThC''*-Strahlung ausgelöst worden waren. Mit Hilfe verschiedener Korrekturen über Energie und Richtungsverteilung der Elektronen und Positronen kamen sie zu einem Wirkungsquerschnitt von $2{,}8 \cdot 10^{-24}$ cm² für die Paarbildung in Blei. Dieser Wirkungsquerschnitt stimmte befriedigend mit den theoretischen Erwartungen überein und zeigte damit die volle Bedeutung dieses Effektes für die anomale Absorption der γ-Strahlung hoher Energie. Inzwischen wurden noch mehr Einzelheiten über das Verhalten der Positronen beim Durchgang durch die Materie bekannt [Bewilogua und Dixit (11); Thibaud (73)] und der Wirkungsquerschnitt der γ-Strahlen für die Paarbildung weiterhin untersucht [Benecke (8)].

Über die Richtungs- und Energieverteilung zwischen Positron und Elektron ergaben diejenigen Arbeiten besonderen Aufschluß, die eine größere Statistik von Wilsonaufnahmen der in schweren Gasen durch die *ThC''*-Strahlung ausgelösten Paare brachten [Immelman (44); Klarmann und Bothe (51); Simons und Zuber (65)]. Die genaue Auswertung und Diskussion in den beiden letzteren Mitteilungen zeigte in Übereinstimmung mit den theoretischen Vorstellungen, daß die Schwerpunktsrichtung eines Paares innerhalb von 15° mit der Richtung der γ-Strahlen übereinstimmt. Der Öffnungswinkel der Paare nimmt dabei nach Klarmann und Bothe (51) mit steigender Ordnungszahl zu (Mittelwert für Krypton 19°, für Xenon 42°), da mit steigender Ordnungszahl das stärkerwerdende Kernfeld die entgegengesetzt geladenen Teilchen auseinander treibt. In den Untersuchungen über die Energieverteilung zwischen Positron und Elektron mit Hilfe magnetischer Analyse durch Alichanian, Alichanow und Kosodaew (2) tritt der weitere Befund besonders deutlich hervor, daß mit steigender Ordnungszahl das Positron im Mittel mehr kinetische Energie erhält als das Elektron. Da nämlich die Paare in geringer Entfernung vom Kern entstehen, sollten nach den theoretischen Vorstellungen die Teilchen beim Austritt aus dem Coulomb-Feld noch eine Beschleunigung bzw. Verzögerung erfahren. Für die höheren Quantenenergien von 6,0 und 17,2 eMV, die bei der Beschießung von Fluor bzw. Lithium mit schnellen Protonen auftreten, ist in neuerer Zeit von Delsasso, Fowler und Lauritsen (26) eine größere Serie von Paaren in der Wilsonkammer aufgenommen worden, die in einer dünnen *Pb*-Folie ausgelöst wurden. Die Ergebnisse dieser Paaraufnahmen lieferten ein gutes Bild der spektralen Zusammensetzung der entstehenden γ-Strahlung und stehen auch in vollem Einklang mit der erörterten Vorstellung über die Paarbildung.

Der experimentelle Nachweis der Existenz der geforderten Vernichtungsstrahlung ist mit starken Positronenquellen gleichzeitig durch Joliot (47) und Thibaud (73) erbracht worden. Absorptionsversuche ließen erkennen, daß es sich auch tatsächlich um eine Strahlung von rund 500 kV handelte. Weiterhin sind von Alichanian, Alichanow und Arjimowitsch (1) Koinzidenzversuche an den Vernichtungsquanten ausgeführt worden, wobei sie als Positronenquelle den positronenaktiven Phosphor benutzten. Sie konnten feststellen, daß innerhalb der Fehlergrenzen immer zwei Vernichtungsquanten je Positron im Gebiet von 180–150° zueinander ausgesandt werden.

Dieser letztere experimentelle Befund hat insofern größere Tragweite, als er das starke Überwiegen der Vernichtung der erst verlangsamten Positronen aufweist. Das Positronenspektrum von Phosphor weist Energien bis zu 3,6 eMV auf. Die Versuchsergebnisse beweisen, daß die Energien der vernichteten Positronen $< 80$ kV sein müssen. Sie liefern damit eine obere Grenze für die Vernichtung schneller Positronen mit Aussendung zweier Quanten verschiedener Energie unter Winkeln $< 125°$ und geben kein Anzeichen für die Vernichtung mit Aussendung eines einzigen Quants. Nach den besprochenen theoretischen Vorstellungen sollten beide Effekte auch nur eine untergeordnete Rolle spielen. Für diese beiden Arten der Vernichtung steht somit ein experimenteller Beweis noch aus.

### B. Die Absorption der γ-Strahlen in Abhängigkeit von der Ordnungszahl.

Nach der Aufstellung der Klein-Nishina-Formel waren es in erster Linie die Messungen über die Abhängigkeit der Absorption von der Ordnungszahl, die den Verdacht aufkommen ließen, daß bei den harten γ-Strahlen neben der Absorption durch den Compton- und Photoeffekt noch eine dritte Absorptionsart vorliegen mußte. Durch den Fortschritt in den Nachweismethoden für kleinste γ-Intensitäten (Geiger-Müllersches Zählrohr, Druckionisationskammer) war es nämlich ermöglicht worden, die Absorptionsmessungen an verschiedenen Elementen

nicht nur mit der intensiven, aber stark inhomogenen *Ra(B + C)*-Strahlung durchzuführen, sondern auch die Absorptionsverhältnisse mit der *ThC''*-Strahlung zu erfassen, die im allgemeinen nur in kleineren Präparatstärken zur Verfügung stand. Der Vorteil, der damit durch die Verwendung einer fast monochromatischen und äußerst harten Strahlung errungen war, konnte noch weiter ausgebaut werden, da die Empfindlichkeit der Nachweismethode mit dem Zählrohr auch noch eine wesentlich verbesserte Geometrie in den Anordnungen erlaubte. So konnten z. B. Meitner und Hupfeld (56) eine Meßanordnung verwenden, wo der Primärstrahl nur einen Öffnungswinkel von $\sim 1°$ besaß. Unter diesen Bedingungen brauchten trotz der harten Strahlung mit ihrer starken Streu- und Sekundärstrahlung keinerlei Korrekturen an den reinen Meßwerten angebracht zu werden, sondern man konnte direkt aus diesen den wahren Absorptionskoeffizienten berechnen.

Die experimentellen Resultate über den Gang des Absorptionskoeffizienten mit der Ordnungszahl sind im folgenden mit den teilweise erst später publizierten theoretischen Werten verglichen. Damit ist eine Diskussion möglich, inwieweit die älteren Messungen durch die neueren theoretischen Berechnungen über die Größe des Photoeffektes und der Paarbildung quantitativ beschrieben werden können. Nur bei den letzten experimentellen Arbeiten von Gentner und Starkiewicz (32) und Jacobsen (45) an der *ThC''*-Strahlung lagen diese theoretischen Werte schon vor und sind dort in die Diskussion aufgenommen.

Zunächst seien die Messungen an der Strahlung von *RaC* behandelt. Die ersten exakten Messungen an dieser Strahlung und eine ausführliche Diskussion über Messungen dieser Art stammen von Kohlrausch (53). Nach der Aufstellung der Klein-Nishina-Formel sind Messungen mit ähnlichen Resultaten, aber stärkerer Filterung von Ketelaar, Piccard und Stahel (50), Meitner und Hupfeld (56) und Rogers (63) ausgeführt worden. Der allgemeine Charakter dieser Ergebnisse ist der folgende: Trägt man den Absorptionskoeffizienten je Elektron ($\mu_e$) gegen die Ordnungszahl auf, so erhält man Konstanz des $\mu_e$-Wertes bis ungefähr zur Ordnungszahl 26 (*Fe*). Dann folgt erst ein ganz allmählicher Anstieg. Der konstante Wert für die leichten Elemente führt mit der Klein-Nishina-Formel zu einer effektiven Wellenlänge, die sich gut mit der bekannten spektralen Intensitätsverteilung der γ-Strahlung von *RaC* verträgt. Zu einem Vergleich mit den theoretischen Werten sind in den folgenden zwei Tabellen einige Meßwerte aus den Arbeiten von Ketelaar, Piccard und Stahel (50) und ebenso von Rogers (63) herausgegriffen, die beide bis zum Uran gemessen haben. Die ersteren Autoren verfolgten die Absorption in verschiedenen Elementen bis zu einer Absorberdicke von rund 15 cm *Pb* äquivalent und entnahmen den Absorptionskoeffizienten aus dem Ende der Absorptionskurve, wo der Koeffizient schon praktisch konstant ist. Der Öffnungswinkel der Primärstrahlung betrug 2,5°. Für Streustrahlung und schiefen Strahlendurchgang brauchte so keinerlei Korrektur angebracht zu werden, da diese nach einer Überschlagsrechnung ~ 0,6 Proz. gewesen wäre. Die effektive Wellenlänge der γ-Strahlen wurde aus dem Absorptionskoeffizienten für *Al* mit Hilfe der Klein-Nishina-Formel berechnet unter der berechtigten Annahme, daß für die leichten Elemente nur die Absorption durch den Compton-Effekt eine Rolle spielt. In der nächsten Tabelle sind für diese Wellenlänge die theoretischen Wirkungsquerschnitte je Elektron getrennt für die Paarbildung ($\varkappa_e$) nach den Rechnungen von Bethe und Heitler (10) und für den Photoeffekt ($\tau_e$) nach Hulme und Mitarb. (43) angegeben. Die Summe dieser beiden theoretischen Wirkungsquerschnitte ist mit der Differenz aus den experimentellen Werten für $\mu_e$ und $\sigma_e$ unter der besprochenen Annahme, daß $(\mu_e)_{Al} = \sigma_e$ ist, verglichen.

Tabelle III.

Vergleich der experimentellen Werte von Ketelaar, Piccard und Stahel (50) mit den theoretischen Werten $(\mu_e)_{Al} = \sigma_e = 1{,}48 \cdot 10^{-25}$; $\lambda = 6{,}4$ XE; *RaC* stark gefiltert.

| $Z$ | *Sn* 50 | *Pb* 82 | *Ur* 92 |
|---|---|---|---|
| $\varkappa_e \cdot 10^{-25}$ ..... | 0,08 | 0,13 | 0,15 |
| $\tau_e \cdot 10^{-25}$ ..... | 0,05 | 0,27 | 0,40 |
| $\Sigma(\varkappa_e + \tau_e) \cdot 10^{-25}{}_{\text{theor}}$ | 0,13 | 0,40 | 0,55 |
| $\Delta(\mu_e - \sigma_e) \cdot 10^{-25}{}_{\text{exp}}$ | 0,10 | 0,44 | 0,62 |

Die nächste Tabelle IV gibt noch denselben Vergleich für die Werte von Rogers (63), der nach der photographischen Methode gearbeitet hat und nur eine Vorfilterung von 1,5 cm *Pb* benutzte.

Tabelle IV.

Vergleich der experimentellen Werte von Rogers (63), mit den theoretischen Werten $(\mu_e)_{Al} = \sigma_e = 1{,}56 \cdot 10^{-25}$; $\lambda = 7{,}0$ XE; *RaC* mit 1,5 cm *Pb*-Filter.

| $Z$ | *Sn* 50 | *Pb* 82 | *Ur* 92 |
|---|---|---|---|
| $\varkappa_e \cdot 10^{-25}$ ..... | 0,05 | 0,09 | 0,1 |
| $\tau_e \cdot 10^{-25}$ ..... | 0,05 | 0,31 | 0,48 |
| $\Sigma(\varkappa_e + \tau_e) \cdot 10^{-25}{}_{\text{theor}}$ | 0,10 | 0,40 | 0,56 |
| $\Delta(\mu_e - \sigma_e) \cdot 10^{-25}{}_{\text{exp}}$ | 0,09 | 0,39 | 0,56 |

Man sieht, daß die Übereinstimmung zwischen den theoretischen und experimentellen Werten besser ist, als man erwarten durfte, da ja die effektive Wellenlänge streng genommen nicht für alle drei Absorptionseffekte und Elemente genau die gleiche ist. Die gute Übereinstimmung bestätigt im wesentlichen die theoretische Berechnung des Photoeffektes, der hier noch die größere Rolle für den Anstieg nach den schweren Elementen hin ausmacht.

Eine wesentlich genauere Prüfung der experimentellen und theoretischen Angaben läßt sich mit der *ThC''*-Strahlung ($h\nu = 2{,}65$ eMV) durchführen, für die auch ein noch reichhaltigeres experimentelles Material vorliegt. Besonders hat man es in diesem Fall auch mit einer praktisch monochromatischen Strahlung zu tun, wie schon in der Einleitung betont wurde. Als Beispiel einer Versuchsanordnung ist zunächst in Fig. 1 die Versuchsanordnung von Meitner und Hupfeld wiedergegeben. In der folgenden Fig. 2 sind sämtliche experimentellen Ergebnisse

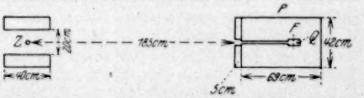



Fig. 1. Versuchsanordnung von Meitner und Hupfeld zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten ($Z$ = Zählrohr, $P$ = Bleipanzer, $F$ = Filter, $Q$ = Strahlenquelle).

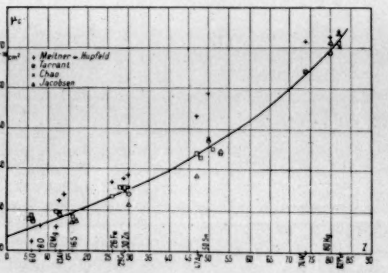



Fig. 2. Die experimentellen Ergebnisse für den Absorptionskoeffizienten der *ThC''*-Strahlung in Abhängigkeit von der Ordnungszahl. Durchgezogene Kurve entspricht dem theoretischen Verlauf.

zusammengestellt, die eine direkte Bestimmung des Absorptionskoeffizienten zuließen. Die durchgezogene Kurve ist rein theoretisch für eine monochromatische Strahlung von 2,65 eMV berechnet. Als Übersicht sind in der folgenden Tabelle V noch die theoretisch errechneten Werte für einige Elemente im einzelnen angegeben.

Tabelle V.

Theoretische Zusammensetzung des Absorptionskoeffizienten einiger Elemente für die *ThC''*-Strahlung ($h\nu = 2{,}65$ eMV)

| $Z$ | *Al* 13 | *Zn* 30 | *Ag* 47 | *Pb* 82 |
|---|---|---|---|---|
| $\sigma_e \cdot 10^{25}$ cm². Klein-Nishina-Formel (52) | 1,234 | 1,234 | 1,234 | 1,234 |
| $\varkappa_e \cdot 10^{25}$ cm². Bethe-Heitler (10) ..... | 0,049 | 0,113 | 0,178 | 0,310 |
| $\tau_e \cdot 10^{25}$ cm². Hulme und Mitarbeiter (43) | — | 0,005 | 0,026 | 0,182 |
| $\mu_e \cdot 10^{25}$ cm². Summe der theoretischen Absorptions-Koeffizienten ..... | 1,283 | 1,352 | 1,438 | 1,726 |

Aus Fig. 2 ist zu ersehen, daß sowohl der absolute Wert als auch der Gang mit der Ordnungszahl recht gut durch die Theorie beschrieben werden. Da im allgemeinen ebenso viele experimentelle Punkte unterhalb wie oberhalb der theoretischen Kurve liegen, dürften die Abweichungen im wesentlichen auf experimentelle Fehler zurückzuführen sein.

Neben diesen Bestimmungen des absoluten Wertes für den Absorptionskoeffizienten sind von Gentner und Starkiewicz (32) und neuerdings von Jacobsen (45) Resultate mitgeteilt worden, die auf dem Weg der Vergleichsmessung mit erhöhter Genauigkeit den relativen Gang des Absorptionskoeffizienten mit der Ordnungszahl festlegen. Damit sollte die Möglichkeit gegeben werden, experimentell direkt die Bestimmung der Größe der Einzeleffekte zu vollziehen. Denn der Wert für den Compton-Effekt ($\sigma_e$) bleibt konstant, die Paarbildung ($\varkappa_e$) sollte in diesem Maßstab einen linearen Anstieg zeigen und der Photoeffekt ($\tau_e$) mit seinem stärkeren Gang erst oberhalb *Cu* ($Z = 29$) bemerkbar werden. Aus genauen Messungen an leichten Elementen konnte so zunächst der alleinige Wert für die Paarbildung festgelegt und durch Extrapolation auf die schweren Elemente und Differenzbildung ($\mu_e - (\sigma_e + \varkappa_e) = \tau_e$) auch der alleinige Wert des Photoeffektes erschlossen werden.

Die Versuchsanordnung von Gentner und Starkiewicz (32) war ähnlich der in Fig. 2 wiedergegebenen. Der Abstand zwischen Strahlenquelle und Zählrohr betrug 300 cm und der mittlere Öffnungswinkel 0,5°. In den Strahlengang wurden nach einer Vorfilterung von 3 cm *Pb* abwechselnd die Elemente *Mg*, *Al*, *Zn*, *Ag* und *Pb* gebracht, und zwar jedes Element in einer solchen Dicke, daß es theoretisch die gleiche Absorption wie 6,74 cm *Pb* bringen sollte (vgl. Tabelle V). Die gesamte Absorberdicke betrug also jedesmal rund 10 cm *Pb* äquivalent. Die Messung lief somit auf einen Intensitätsvergleich

in sehr engen Grenzen hinaus, und die sonst notwendigen Korrekturen für die Auflösung der Zählrohranordnung konnten damit unterdrückt werden. Setzt man die Intensität hinter $Mg = 100{,}00$, so lautet das Resultat: $Mg = 100{,}00$; $Al = 100{,}6$; $Zn = 99{,}3$; $Ag = 102{,}6$; $Pb = 98{,}7$. Aus der Anzahl der gezählten Zählrohrausschläge errechnete sich ein statistischer Fehler von 2,5 Proz. Innerhalb dieses Fehlers sind mithin alle Intensitäten praktisch gleich. Berücksichtigt man die benutzte Absorberdicke, so heißt dieses Resultat, daß der Gang des experimentellen Absorptionskoeffizienten mit der Ordnungszahl auf 1 Proz. genau durch die Theorie wiedergegeben wird.

Zu einem ähnlichen Resultat gelangte Jacobsen (45), der ohne Primärfilterung arbeitete und als gesamte Absorberdicke nur 3 cm *Pb* äquivalent benutzte. Seine Absorber bestanden aus Lösungen in jedesmal gleicher Schichtdicke, aber verschiedener Konzentration entsprechend dem Absorptionsvermögen der einzelnen Elemente. Durch diese Versuchsanordnung war ein Fehler infolge verschiedener Streustrahlungsanteile ausgeschlossen.

Als Resultat des Wirkungsquerschnittes für die Paarbildung erhielt Jacobsen unter Berücksichtigung eines weicheren Anteils in der Strahlung (3 cm *Pb* äquivalent als Gesamtfilterung) für $h\nu = 2{,}65$ eMV den Wert $\varkappa_e : Z = 3{,}8 \cdot 10^{-28}$. Aus den Ergebnissen von Gentner und Starkiewicz (32) (10 cm *Pb* Äquivalent als Gesamtfilter) errechnet sich der Wert $\varkappa_e : Z = 3{,}7 \cdot 10^{-28}$. Der theoretische Wert von Bethe und Heitler (10) liefert $3{,}8 \cdot 10^{-28}$. Die Übereinstimmung dieser drei Werte ist also vollkommen. Andererseits ist in II bereits darauf hingewiesen worden, daß der theoretische Wert für die Paarbildung inzwischen von Jaeger und Hulme (46) mit einem genaueren Rechenverfahren höher gefunden worden ist, und zwar ist danach für dieselbe Strahlung $\varkappa_e : Z = 4{,}6 \cdot 10^{-28}$. Selbst unter Berücksichtigung einer etwas falschen Einschätzung der spektralen Zusammensetzung der γ-Strahlen von *ThC''* kommt man doch zu dem Schluß [Gentner (33), Jacobsen (45)], daß dieser neuere Wert von Jaeger und Hulme (46) nur schwer mit den experimentellen Ergebnissen zu vereinbaren ist.

Der wesentlich kleinere Beitrag des Photoeffektes ist nach den experimentellen Resultaten von Gentner und Starkiewicz (32) und Jacobsen (45) in guter Übereinstimmung mit der Theorie von Hulme und Mitarb. (43). Allerdings nimmt der experimentelle Fehler zur Bestimmung dieses kleinen Beitrags schon beträchtliche Werte an. Aber auch die Messungen an der *RaC*-Strahlung, die im Anfang dieses Kapitels besprochen sind, hatten den theoretischen Wert des Photoeffektes vollauf bestätigt.

Zum Schluß sei noch darauf hingewiesen, daß nach den zuletzt besprochenen Arbeiten keinerlei Unstetigkeit im Gang des Absorptionskoeffizienten zu beobachten war, wie früher einmal von Meitner und Hupfeld (56) für die Stelle zwischen *Mg* und *Al* behauptet worden ist. Nach allem ist jetzt nicht mehr daran zu zweifeln, daß die beobachtbaren Absorptionskoeffizienten vollkommen durch den Compton-Effekt, die Paarbildung und den Photoeffekt beschrieben werden können.

### C. Die Größe und der Verlauf des Absorptionskoeffizienten in Blei im Gebiet der harten γ-Strahlen.

Zur Untersuchung der Wellenlängenabhängigkeit der Absorption harter γ-Strahlen ist die Verwendung von möglichst monochromatischer Strahlung von ausschlaggebender Bedeutung. Wie schon erwähnt, steht uns aber heute im Gebiet der harten γ-Strahlen nur die *ThC''*-Strahlung als monochromatische Strahlung zur Verfügung. Um dennoch eine möglichst homogene Strahlung auch bei kleineren Quantenenergien zu erzielen, wurde der folgende Weg beschritten. Bei der Streuung der γ-Strahlen bewirkt der Compton-Effekt bekanntlich eine kontinuierliche Verringerung der Quantenenergie der gestreuten Strahlung mit zunehmendem Streuwinkel. Beobachtet man also die Streustrahlung einer monochromatischen Primärstrahlung unter verschiedenen Winkeln, so stehen die ebenfalls monochromatischen Strahlungen verschiedenster Energien zur Verfügung. Bei der praktischen Ausführung dieses Gedankens ist es jedoch nicht möglich, eine streng monochromatische Streustrahlung zu erzielen, da neben Sekundäreffekten, wie Vielfachstreuung, auch immer eine endliche Ausdehnung der Streukörper und der Beobachtungsinstrumente mit in Kauf genommen werden muß. Die Strahlung besitzt daher immer eine gewisse spektrale Breite, deren Größe von den geometrischen Bedingungen abhängig ist.

Derartige Versuchsanordnungen wurden bereits früher benutzt und damit die Veränderung der Wellenlänge mit dem Winkel geprüft [z. B. Hoffmann (42)]. Zur umgekehrten Bestimmung, nämlich der Erfassung der Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten unter Zugrundelegung der Comptonschen Theorie, wurde eine derartige Anordnung dann später von Chao (22) und Gentner (30) benutzt. In beiden Fällen diente *ThC''* als Primärstrahler. Als Streustrahler kommt bei derartigen Messungen

nur ein Körper niedriger Ordnungszahl in Frage, da hierbei der Anteil der später noch behandelten Sekundärstrahlung verschwindend gering ist gegenüber der reinen Streustrahlung aus dem einfachen Compton-Effekt. Dies gilt bei harten Strahlen besonders für die kleineren Winkel, die den wesentlichen Anteil der einfachen Streustrahlung enthalten. Es hat sich bei derartigen Messungen bewährt, keinerlei Schutz gegen ungewollte Streustrahlung zu verwenden und Streukörper, Meßfilter und Meßinstrument z. B. an Fäden aufzuhängen. Als Beispiel ist in Fig. 3 das Schema einer derartigen Versuchsanordnung gegeben [Gentner (30)].

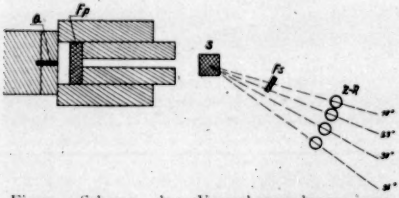



Fig. 3. Schema der Versuchsanordnung von Gentner (30). Der Abstand zwischen dem Ende des Bleikanals und dem Streukörper (S) ist in Wirklichkeit 5 mal größer. ($Q$ = Strahlenquelle, $Fp$ = Primärfilter, $S$ = Streustrahler, $FS$ = Meßfilter, Absorber, $Z$-R = Zählrohr).

Chao (22) verwendete bei seinen Messungen eine Druckionisationskammer und konnte wegen der undurchsichtigen Korrektionen für die ungewollte Streustrahlung nur Relativwerte für die Differenz des Absorptionskoeffizienten zwischen Blei und Aluminium in Abhängigkeit von der Wellenlänge erhalten. Er schloß aus seinen Messungen auf eine Unstetigkeit des Absorptionskoeffizienten in $Pb$ für $h\nu = 1{,}9$ eMV. Die Messungen von Gentner (30) gestatteten dagegen mit besseren geometrischen Verhältnissen durch Verwendung kleiner Zählrohre eine absolute Bestimmung des Absorptionskoeffizienten im Blei für die verschiedenen Quantenenergien. Das Ergebnis war ein vollständig kontinuierlicher Verlauf ohne Unstetigkeit. Stellt man diese letzteren experimentellen Werte, die auch in der Tabelle VI eingetragen sind, mit den theoretischen Werten für die Absorption durch Photo- und Compton-Effekt zusammen, so läßt sich das folgende Bild erkennen: für die Quantenenergie von 2,65 eMV liegen die experimentellen Werte rund 25 Proz. höher als die Summe aus Photo- und Compton-Effekt. Mit Verringerung der Quantenenergie verkleinert sich die Differenz und verschwindet in der Nähe von 1 eMV. Dieser Gang konnte somit in befriedigender Weise durch die Vorstellung der Elektronenpaarbildung erklärt werden [Gentner (30)]. Er stützte damit die Deutung, daß ein wesentlicher Anteil der zusätzlichen Absorption harter γ-Strahlen allein durch den Materialisationseffekt aufgebracht wird.

In Fig. 4 und Tabelle VI ist eine Zusammenstellung verschiedener experimenteller Werte für den Absorptionskoeffizienten in $Pb$ je Elektron gegeben. Die theoretischen Werte sind nach den schon in Abschnitt III B besprochenen Arbeiten errechnet. Messungen an nicht ganz homogenen Strahlungen sind auch teilweise aufgenommen, soweit sie eine gute Ermittelung der effektiven Quantenenergie zuließen. Bei der Beobachtung der Absorption der inhomogenen Strahlung von $RaC$ ist die effektive Quantenenergie bei verschiedener Vorfilterung immer auf Grund der Klein-Nishina-Formel durch Messungen an leichten Substanzen bestimmt. Die Berechnung ist nur zulässig, solange sich die effektive Quantenenergie beim Durchgang durch die Meßfilter nicht merklich verschiebt. Diese Bedingung ist meistens gut erfüllt, wenn die Dicke des Meßfilters wesentlich kleiner gehalten ist als die Vorfilterung. Im letzten Teil der Tabelle VI, der sich bereits in das heute erreichbare Gebiet der harten Röntgenstrahlen erstreckt, sind zum Vergleich nur die neuen Ergebnisse von Jones (48) eingetragen, dessen Röntgenstrahlung unter Verwendung eines Kristalldoppelmonochromators eine sehr kleine spektrale Breite aufwies. Zur weiteren Vervollständigung sind noch die letzten experimentellen Ergebnisse über die Absorption der 17 eMV- und 6,0 eMV-γ-Strahlung aus Kernreaktionen den schon erwähnten Arbeiten von Delsasso, Fowler und Lauritsen (26) entnommen, nachdem es sich herausgestellt hat, daß man in diesen beiden Fällen mit einer ziemlich monochromatischen Strahlung rechnen kann. Diese letzteren Messungen geben interessante Einblicke in die Verhältnisse beim Durchgang der härtesten γ-Strahlen durch so schwere Stoffe wie Blei, wo der Absorptionskoeffizient bereits wieder einen starken Anstieg erfahren hat. Mit Hilfe einer einfachen Überschlagsrechnung stellte sich nämlich heraus, daß die 17 eMV-Strahlung bereits in kleinen Absorberdicken durch ihre harten Sekundärelektronen eine derartig intensive Bremsstrahlung erzeugt, daß sie zusammen mit der starken Streustrahlung nach vorn jede Absorptionsmessung verfälschen muß. Denn hier liegen ja die besonderen Verhältnisse vor, daß die Streu- und Sekundärstrahlung (Bremsstrahlung) zu einem großen Teil durchdringender ist als die Primärstrahlung. Die hier mitgeteilten Absorptionskoeffizienten der 17- und 6 eMV-Strahlung sind aus diesem Grunde von den Verfassern auf folgende Weise bestimmt

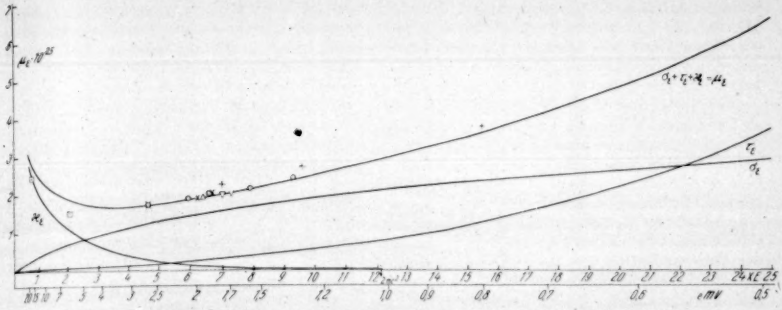



Fig. 4. Vergleich der experimentellen Absorptionskoeffizienten in Blei mit den theoretischen Werten.

## Tabelle VI.

Zusammenstellung der theoretischen und experimentellen Absorptionskoeffizienten je Elektron in *Pb*, $\mu_{Pb}(\mathrm{cm}^{-1}) = \mu_e \cdot 27{,}19 \cdot 10^{23}$.

| Autoren | Quelle | λ X-E | hν eMV | $\sigma_e \cdot 10^{25}$ | $\tau_e \cdot 10^{25}$ | $\varkappa_e \cdot 10^{25}$ | $(\sigma_e+\tau_e+\varkappa_e)=\mu_e \cdot 10^{25}$ theoretisch | $\mu_e \cdot 10^{25}$ experimentell | Bezeichnung in der Fig. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Delsasso, Fowler Lauritsen (26) . | *Li + H* | 0,72 | 17,1 | 0,30 | — | 2,4 | 2,7 | 2,4 | □ |
| Delsasso, Fowler Lauritsen (26) . | *F + H* | 2,1 | 6,0 | 0,72 | 0,05 | 1,1 | 1,9 | 1,5 | □ |
| Meitner (56), Tarrant(72),Gentner (30)..... | *ThC″* Streustrahlung | 4,65 | 2,65 | 1,23 | 0,18 | 0,31 | 1,72 | 1,72 | ⊗ |
| Meitner-Hupfeld (56) ..... | *ThC″* Streustrahlung | 5,9 | 2,1 | 1,41 | 0,24 | 0,16 | 1,81 | 1,86 | ○ |
| Ketelaar-Piccard-Stahel (50) ..... | *RaC* + 10 cm *Pb* | 6,2 | 2,0 | 1,45 | 0,26 | 0,15 | 1,86 | 1,87 | × |
| Gentner (30) ..... | *RaC* + 15 cm *Pb* | 6,4 | 1,9 | 1,48 | 0,27 | 0,13 | 1,88 | 1,92 | △ |
| Meitner-Hupfeld (56) ..... | *ThC″* Streustrahlung | 6,6 | $1,8_7$ | 1,50 | 0,29 | 0,11 | 1,90 | 2,02 | ○ |
| Chao (21) ..... | *RaC* + 4 cm *Pb* | 6,7 | $1,8_5$ | 1,53 | 0,31 | 0,10 | 1,94 | $1,99_8$ | × |
| Rogers (63)..... | *ThC″* Streustrahlung | 7,0 | $1,7_7$ | 1,56 | 0,32 | 0,09 | 1,97 | 2,25 | + |
| Kohlrausch (53) . | *RaC* + 1,5 cm *Pb* | 7,0 | $1,7_7$ | 1,56 | 0,32 | 0,09 | 1,97 | 1,96 | ▽ |
| Gentner (30) ..... | *RaC* + 4 cm *Pb* | 7,3 | 1,7 | 1,59 | 0,33 | 0,07 | 1,99 | 1,97 | V |
| Gentner (30) ..... | *ThC″* Streustrahlung | 7,9 | $1,5_6$ | 1,66 | 0,38 | 0,06 | 2,10 | 2,13 | ○ |
| Chao (21) ..... | *ThC″* Streustrahlung | 9,3 | $1,3_3$ | 1,82 | 0,49 | 0,04 | 2,35 | 2,41 | ○ |
| Chao (21) ..... | *ThC″* Streustrahlung | 9,6 | $1,2_9$ | 1,86 | 0,52 | 0,02 | 2,40 | 2,72 | + |
| Jones (48) ..... | *ThC″* Röntgenstrahlung | 15,5 | 0,8 | 2,35 | 1,26 | — | 3,61 | 3,75 | + |
| Jones (48) ..... | Röntgenstrahlung | 30 | 0,41 | 3,2 | 5,7 | — | 8,9 | 10,1 | |
| Gentner (30) ..... | Röntgenstrahlung | 40 | 0,31 | 3,4 | 12,2 | — | 15,6 | 18,2 | |
| Chao (21) ..... | *ThC″* Streustrahlung | 46 | 0,26 | 3,5 | 17,7 | — | 21,2 | 22 | |
| Jones (48) ..... | *ThC″* Streustrahlung | 47 | 0,26 | 3,5 | 18,6 | — | 22,1 | 18 | |
| | Röntgenstrahlung | 50 | 0,25 | 3,5 | 23,7 | — | 27,2 | 27,7 | |

worden: mit der Wilsonkammer wurden bei konstanter $\gamma$-Strahlenintensität abwechselnd Aufnahmen mit und ohne ein 1-cm-*Pb*-Filter ausgeführt und nur die Zahl der Paare mit primärer Energie dienten als Intensitätsmaß. So fanden sie einwandfreie Werte, die auch tatsächlich in befriedigender Übereinstimmung mit den theoretischen stehen.

Die einzigen Messungen, die in der Tabelle VI eine wesentliche Abweichung von den theoretischen Werten aufweisen, sind die Angaben von Chao (22). Er findet im Gebiet der harten $\gamma$-Strahlen systematisch zu große und unterhalb der Quantenenergie von 0,5 eMV systematisch zu kleine Absorptionskoeffizienten. Die einfachste und wahrscheinlichste Deutung dürfte in einer starken Beimischung von Vernichtungsstrahlung zu suchen sein, die zur Zeit der Messungen von Chao noch unbekannt war. Diese starke Vernichtungsstrahlung ist bei seinen Messungen wohl in der Hauptsache auf die starke Positronenstrahlung aus der Quelle und den Bleiblenden zurückzuführen.

Überblickt man die Gesamtheit der mitgeteilten Meßresultate, so zeigt sich eine durchaus befriedigende Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Die Fig. 4 veranschaulicht im einzelnen den Befund, daß der absolute Wert der Bleiabsorption zwischen 3 und 4 eMV durch ein Minimum geht, so daß keine eindeutige Bestimmung der Quantenenergie aus der Bleiabsorption allein mehr möglich ist. Außerdem läßt dieselbe Figur das Auftreten eines weiteren Minimums in der Nähe von 2 eMV für die Differenz zwischen dem Absorptionskoeffizienten in Blei und den leichten Elementen erkennen (der Absorptionsverlauf der leichten Elemente kann mit guter Annäherung dem Wert der Klein-Nishina-Formel gleichgesetzt werden). Dieses letztere Minimum bedeutet, daß eine $\gamma$-Strahlung von 2 eMV die kleinstmögliche Materialabhängigkeit besitzt.

In der Tabelle VI sind die Messungen von Bothe und Becker (14) an der harten $\gamma$-Strahlung aus der *Be*-$\alpha$-Reaktion nicht aufgeführt, nachdem es sich durch die letzten Arbeiten von Bothe (75) herausgestellt hat, daß die ausgesandte $\gamma$-Strahlung aus drei Komponenten verschiedener Quantenenergie besteht. An dieser $\gamma$-Strahlung hatte auch Auger (5) mit ähnlichem Ergebnis Messungen über die Absorption in *Pb* ausgeführt, wobei er zur Intensitätsbestimmung zwei in Koinzidenz geschaltete, dünnwandige Zählrohre benutzte und so den Einfluß ungewollter Streustrahlung herabsetzen konnte.

In diesem Zusammenhang sei auch noch eine neuere Arbeit von Tandberg (77) erwähnt; er hat die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten für die *RaC*-$\gamma$-Strahlung auf eine besondere Weise durchgeführt. Er benutzte nämlich als Intensitätsmaß der $\gamma$-Strahlen die Anzahl der durch Kern-Photoeffekt in Beryllium bzw. Deuterium ausgelösten Neutronen, mit denen er Indium künstlich radioaktiv machte. Er hatte auf diesem Wege den Vorteil, daß alle weiche, ungewollte Streustrahlung nicht zur Messung gelangte, wenn ihre Energie $< 1{,}5$ eMV (*Be*) bzw. $< 2{,}1$ eMV (*D*) war. Dieser Vorteil wurde allerdings erkauft mit der Ungewißheit über die noch nicht experimentell festgelegte Wellenlängenabhängigkeit des Kern-Photoeffektes.

## D. Die Streu- und Sekundärstrahlung harter $\gamma$-Strahlen.

Ein allgemeiner Überblick der Entwicklung der Streustrahlungsmessungen ist bereits in der Einleitung gegeben worden. Von den älteren Messungen sind hier nur einige typische Versuchsanordnungen herausgegriffen, welche die verschiedenen Möglichkeiten der Streustrahlungsmessung skizzieren sollen. Die hier gegebene Deutung der älteren Arbeiten entspricht dem Standpunkt, wie er sich aus den letzten experimentellen Untersuchungen herangebildet hat. Dieser Standpunkt hat sich auch in quantitativer Hinsicht so gut bewährt, daß er wohl im wesentlichen als endgültig bezeichnet werden kann.

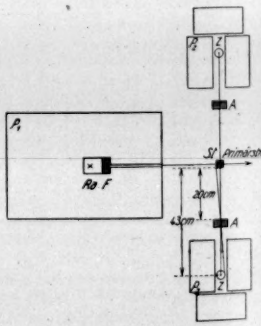



Fig. 5. Versuchsanordnung von Meitner und Hupfeld ($P_1$, $P_2$ = Bleipanzer, $F$ = Filter, $A$ = Absorber, $St$ = Streustrahler, $Z$ = Zählrohr).

In Fig. 5 ist zunächst die Anordnung von Meitner und Hupfeld (57) für die Streustrahlungsmessungen an den *RaC*-$\gamma$-Strahlungen gezeigt. Dieselbe Anordnung ist auch später von Meitner und Kösters (58) für die Streuung der *ThC''*-Strahlen benutzt worden. Die

Absorptionskurven unter 90° zeigten mit steigender Ordnungszahl die Zunahme einer harten Komponente von ungefähr primärer Härte. Gray und Tarrant (37) verwandten eine Anordnung nach dem Schema der Fig. 6. Hier ist auf Kosten

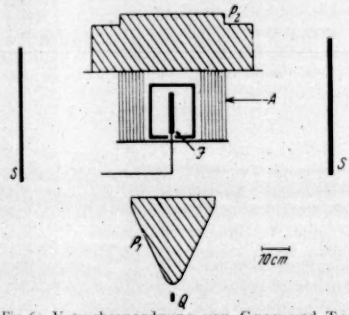



Fig. 6. Versuchsanordnung von Gray und Tarrant ($Q$ = Strahlenquelle, $P_1$, $P_2$ = Bleipanzer, $S$ = zylindrischer Streustrahler, $A$ = zylindrischer Absorber, $I$ = Ionisationskammer).

einer guten Geometrie durch Verwendung eines ringförmigen Streukörpers für große Intensität der Sekundärstrahlung gesorgt. Gray und Tarrant (37) fanden als erste die intensive Komponente von 0,5 eMV und eine härtere von 1,1 eMV. Eine ähnliche Anordnung benutzte auch später Heiting (40) und dann noch Kung Tsu-Tung (54).

Neben diese Untersuchungen, die an Hand von Absorptionskurven aus dicken Streustrahlern im wesentlichen die qualitative Natur der Streustrahlung erforschten, traten dann später die Anordnungen, die schon besseren Aufschluß über die quantitativen Verhältnisse ermöglichen sollten. Hierhin gehören die Anordnungen von Stahel und Ketelaar (67), (68), (69), (70) für ihre Untersuchung der Streustrahlung der *RaC*-γ-Strahlen (Fig. 7).

Eine ähnliche Anordnung wurde von Bothe und Horn (15) für die entsprechenden Messungen an den γ-Strahlen von *ThC''* verwandt, allerdings mit dem Unterschied, daß an die Stelle der Ionisationskammer ein Zählrohr trat. Zur Auswertung der Ergebnisse wurden in beiden Fällen nicht nur Absorptionskurven, sondern auch Anstiegskurven der Streustrahlung herangezogen. Hierbei sind unter Anstiegskurven Messungen verstanden, die die Größe der Streustrahlung in Abhängigkeit von der Dicke des Streustrahlers wiedergeben. Aus diesen Anstiegskurven versuchten Bothe und Horn (15) genauere Aufschlüsse über das Intensitätsverhältnis zwischen Compton- und Vernichtungskomponente durch Extrapolation auf die Schichtdicke Null zu erhalten. Diese Extrapolation sollte die undurchsichtigen Korrekturen für die Absorption und Streuung im Streustrahler selbst

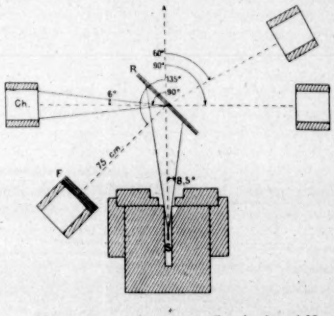



Fig. 7. Versuchsanordnung von Stahel nnd Ketelaar ($S$ = Strahlenquelle, $R$ = Streustrahler, $F$ = Absorber, $Ch$ = Ionisationskammer).

vermeiden, besonders da auch ihre Messungen zuerst auf einen wesentlichen Anteil von Vielfachstreuung hingewiesen hatten, der nicht nur die Intensität, sondern auch die Wellenlänge der zur Messung kommenden Sekundärstrahlen beeinflußte. Indessen gaben auch die Messungen von Bothe und Horn (15) kein klares Bild von den quantitativen Verhältnissen.

In Anlehnung an die Messungen von Bothe und Horn (15) wurden daher später von Gentner (33) Messungen der gleichen Art an einer wesentlich lichtstärkeren Apparatur ausgeführt. Damit konnten die Anstiegskurven bis zu viel kleineren Schichtdicken verfolgt werden (0,06 mm *Pb*, 0,2 mm *Al*). Es lag nämlich der Verdacht nahe, daß die Schichtdicken des Streustrahlers, die Bothe und Horn (15) benutzt hatten, immer noch nicht genügend dünn gewesen wären, um die wahren Verhältnisse zu erkennen. Die benutzte Anordnung ist in der nächsten Fig. 8 schematisch wiedergegeben. Der ringförmige Sekundärstrahler war so angeordnet, daß er in seiner Lage im Mittel einem Winkel ($\vartheta$) von 114° zwischen Primär- und Sekundärrichtung entsprach. Sämtliche Teile der Apparatur, die von der primären γ-Strahlung getroffen wurden, waren mit Paraffin überzogen. Durch diese Maßnahme konnten vagabundierende Positronen, die mit ihrer Vernichtungsstrahlung die Messung bei den kleinsten Schichtdicken störten, vermieden werden. Die nächste Fig. 9 gibt als Beispiel den Anfangsteil der Anstiegskurve für *Pb* und *Al* bei

kleinsten Schichtdicken wieder. Der beschleunigt ansteigende Anfangsteil rührt davon her, daß bei Schichtdicken, welche kleiner als die Reichweite der Positronen sind, ein wesentlicher Teil

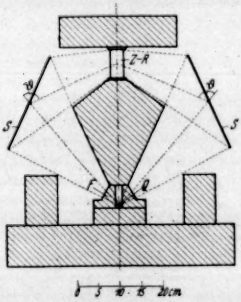



Fig. 8. Versuchsanordnung von Gentner ($Q$ = Strahlenquelle, $F$ = Filter, $S$ = Streustrahler, $Z$-$R$ = Zählrohr, $\vartheta = 114°$).

der Positronen an der Außenseite des Bleistrahlers entweicht und erst in großer Entfernung vom Zählrohr vernichtet wird, so daß dieser Teil der Vernichtungsstrahlung entgeht. Dieser Effekt wurde auch bereits von Williams (74)

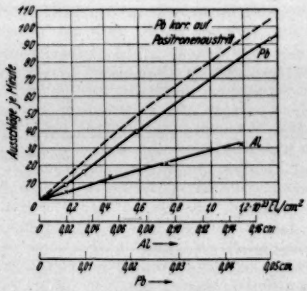



Fig. 9. Anstiegskurve von einem *Al*- und *Pb*-Strahler unter 114° nach Gentner (γ-Strahlen von *ThC''*).

in einer kurzen Mitteilung beschrieben. Führt man in dem Teil der Anstiegskurven, der noch einen linearen Anstieg aufweist (bis $0{,}6 \cdot 10^{23}$ Elektronen $\cdot$ cm$^{-3}$, *Pb*-Kurve auf Positronenaustritt korrigiert), einen Intensitätsvergleich zwischen *Al* und *Pb* durch, so kommt man nach Gentner (33) zu folgendem Ergebnis: Der experimentelle Wert ist für 114°

$$I_{Pb} : I_{Al} = 2{,}2\,;$$

das theoretische Verhältnis der Streu- und Sekundärstrahlung ist mit folgenden Daten zu errechnen: aus den theoretischen Absorptionskoeffizienten (Tabelle V) läßt sich die Absorption durch Compton-Effekt und Paarbildung in *Pb* und *Al* berechnen; legt man die Richtungsverteilung der Compton-Streuung nach Klein-Nishina und eine isotrope Verteilung der Vernichtungsstrahlung zugrunde, so kommt man für den Winkel von 114° zu einem theoretischen Verhältnis von

$$I_{Pb} : I_{Al} = 2{,}1$$

in befriedigender Übereinstimmung mit dem Experiment. Bei dieser Rechnung ist noch die verschiedene Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohres für die Vernichtungsstrahlung und Compton-Strahlung miteinbezogen (vgl. weiter unten). Wenn auch in diesem Fall der experimentelle Wert nicht die große Genauigkeit beanspruchen kann, um zwischen dem Wert für die Paarbildung nach Bethe und Heitler (10) oder Jaeger und Hulme (46) (vgl. Abschnitt IIIB) zu entscheiden, so läßt er keinen Zweifel daran, daß damit die theoretische Vorstellung und Berechnung der Größe und die isotrope Verteilung der Vernichtungsstrahlung in vollem Einklang mit dem Experiment stehen.

Für größere Dicken des Streustrahlers konnte aus der Analyse der Anstiegskurven direkt der Beitrag an Vielfachstreuung entnommen werden. Er beträgt für 114° und einen 1,5 cm dicken *Al*-Streustrahler bereits rund 30 Proz. der einfachen Streustrahlung. Dieser hohe Beitrag der Vielfachstreuung besagt somit, daß allein aus den Absorptionskurven für dicke Streustrahler keine richtigen Intensitätsangaben für die einzelnen Komponenten gemacht werden können. Für die Anordnung, wie sie von Bothe und Horn (15) und dann von Gentner (33) benutzt wurde, hat später Bopp (13) den Anteil der Vielfachstreuung auch theoretisch berechnet. Soviel sich aus der ersten kurzen Mitteilung ersehen läßt, soll der theoretische Anteil der Vielfachstreuung sogar noch einen etwas höheren Betrag ausmachen, als von Gentner aus der Analyse der Anstiegskurven geschlossen wurde. Damit findet auch diese Deutung aus den experimentellen Ergebnissen ihre theoretische Bestätigung.

Nachdem so dargelegt ist, wie die „weiche Komponente" durch die Vernichtungsstrahlung auch in quantitativer Hinsicht ihre volle Erklärung gefunden hatte, sei im folgenden noch kurz die sog. „harte Komponente" erörtert. Wie schon erwähnt, ist ihre Intensität besonders für die *ThC''*-Strahlung gegenüber den anderen Komponenten gering. Ihre Intensität wurde früher öfters überschätzt, als man noch nicht

die Veränderung der Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Quantenenergien berücksichtigte. Jetzt kennt man nach den Überlegungen von v. Bayer (6) und den Messungen von v. Droste (28) den Verlauf der Empfindlichkeit eines Zählrohres im Gebiet der härteren γ-Strahlen recht gut. Die Empfindlichkeit eines Zählrohres kann man nämlich für eine bestimmte Quantenenergie gleich dem Produkt aus mittlerer Reichweite der ausgelösten Elektronen und dem Absorptionskoeffizient der γ-Strahlen in der Zählrohrwand setzen. Danach ist die Empfindlichkeit eines Zählrohres für die Quanten von *ThC''* ($h\nu = 2{,}65$ eMV) rund sechsmal größer als für die Quanten der Vernichtungsstrahlung ($h\nu = 0{,}51$ eMV); somit kann man überschlagen, daß der härteste Teil der „harten Komponenten" mit ungefähr primärer Härte, der in der Arbeit von Meitner und Kösters (58) mit der *ThC''*-Strahlung und *Pb*-Streustrahler gemessen wurde, nicht mehr als 1 Proz. der gesamten anderen Streu- und Sekundärstrahlung ausmacht. Dieser kleine Betrag kann jetzt vollkommen durch das Ende des Bremsspektrums der im Streukörper ausgelösten Elektronen (siehe unten) und die Streustrahlung ohne Wellenlängenänderung an den festgebundenen Hüllenelektronen nach Franz (29) erklärt werden. Vielleicht liefert auch in geringem Maße noch die ältere Deutung von Delbrück (25) (kohärente Kernstreuung an Elektronen negativer Energie) einen kleinen Beitrag.

Für den weniger harten Teil der „harten Komponente" mit der ungefähren Energie von 1 eMV hat sich die von Gentner (31) vorgeschlagene Deutung gut bewährt, daß es sich hier um die Bremsstrahlung der im Streukörper ausgelösten Elektronen handelt. Diese Deutung hat auch Williams (74) gegeben und von theoretischer Seite sind später von Lauritsen und Oppenheimer (55) und Bethe (9) die Intensitäten für dieses Bremsspektrum überschlagsweise berechnet worden mit dem Ergebnis, daß man daraus Intensitäten der beobachteten Größe erwarten kann. In diesem Zusammenhang ist eine Prüfung der theoretischen Berechnung des Bremsspektrums durch v. Droste (27) für die β-Strahlen von *RaE* ausgeführt worden.

Ein experimenteller Beweis für die Wichtigkeit des Bremsspektrums ist im Fall der *RaC*-γ-Strahlen von Stahel, Ketelaar und Kipfer (69) geliefert worden. Hier spielt die „harte Komponente" eine größere Rolle, da die Vernichtungsstrahlung für diese weichere Primärstrahlung noch wesentlich schwächer ist. Sie haben aus den bekannten Absorptionsphänomenen und Linienintensitäten von *RaC* die Anzahl und Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärelektronen im Streukörper berechnet. Diese Verteilung fanden sie in ungefährer Übereinstimmung mit dem β-Spektrum von Uran-*X*. Mit dem β-Strahler *UX* erzeugten sie so ein Bremsspektrum und fanden eine ganz ähnliche Absorptionskurve wie für ihre „harte Komponente". Auch die Intensität war durchaus in der erwarteten Größe. Sie konnten daraus den Schluß ziehen, daß das Bremsspektrum der Sekundärelektronen im Streustrahler wenigstens für die Streuung der *RaC*-γ-Strahlen den Hauptanlaß für das Auftreten der „harten Komponente" mit einer Energie $> 0{,}8$ eMV bietet und daß eine derartige Strahlung nur zu wenigen Prozenten durch die Vernichtung schneller Positronen erklärt werden könnte. Damit dürfte auch für die *ThC''*-Strahlung die Frage nach dem Ursprung der „harten Komponente" beantwortet sein, da für diese etwas härteren Strahlen ganz ähnliche Verhältnisse vorliegen müssen. Jaeger (77) hat gerade vor kurzem noch darauf hingewiesen, daß bei der theoretischen Berechnung des Bremsspektrums mit einem genaueren Rechenverfahren die großen Energieverluste der schnellen Elektronen wesentlich häufiger sein sollen, als die ältere Theorie von Bethe forderte. Dieses neue theoretische Ergebnis steht auch in Einklang mit der Auswertung der experimentellen Ergebnisse von Klarmann und Bothe (51) über die Häufigkeit der plötzlichen Energieverluste schneller Elektronen. Das spricht sehr zugunsten der Auffassung, daß auch für die Streustrahlung von *ThC''* der überwiegende Teil der „harten Komponente" durch Bremsstrahlung und nur zu einem geringeren Teil durch die mögliche, aber nie direkt erwiesene Vernichtungsstrahlung schneller Positronen erklärt werden muß.

### IV. Schlußbemerkungen.

Zum Schluß sei noch auf eine letzte experimentelle Untersuchung des Compton-Effektes mit harten γ-Strahlen durch Bothe und Maier-Leibnitz (17) hingewiesen, die eine volle Bestätigung unserer derzeitigen Photonenvorstellung brachte und damit alle Zweifel an der Richtigkeit dieser Vorstellung beseitigte. In dieser Arbeit konnte nicht nur die Winkelbeziehung der Compton-Debyeschen Theorie und die zeitliche Koinzidenz von Streuquant und Rückstoßelektron nachgewiesen werden, sondern es ist auch in quantitativer Hinsicht festgestellt worden, daß die absolute Zahl der Streuquanten mit der Klein-Nishina-Formel innerhalb der experimentellen Grenzen eines solchen Versuchs in Übereinstimmung ist. Diese Untersuchung rundet so das Bild ab, das man aus der Betrachtung der gesamten Literatur der letzten Jahre erhält, daß

nämlich der Compton-Effekt zusammen mit dem Photoeffekt und der Elektronenpaarbildung alle beobachteten Streu- und Absorptionsphänomene in vollkommener Weise zu beschreiben vermag.

Neben diesen drei Absorptionsarten tritt nur noch der von Chadwick und Goldhaber (20) entdeckte Kernphotoeffekt auf. Beim Kernphotoeffekt handelt es sich um die Abtrennung eines schweren Teilchens aus dem Kern durch eine direkte Wechselwirkung des Atomkerns mit den harten $\gamma$-Strahlen. Der Effekt kann auftreten, sobald das $\gamma$-Quant eine größere Energie als die Bindungsenergie eines Kernbausteines besitzt. Bis jetzt sind außer dem Kernphotoeffekt am schweren Wasserstoffisotop, wo eine Aufspaltung in ein Proton und ein Neutron stattfindet, nur Kernphotoeffekte mit Aussendung eines Neutrons beobachtet. Das liegt vor allem daran, daß das Neutron infolge seiner elektrischen Neutralität ohne Hindernis den Potentialwall des Kerns durchschreiten und so besonders leicht den Kern verlassen kann. In dem uns zur Verfügung stehenden Quantengebiet sind die Wirkungsquerschnitte für diesen Effekt so klein, daß er sich im Gesamtabsorptionskoeffizienten praktisch nicht bemerkbar macht. Für das schwere Wasserstoffisotop (Grenze 2,1 eMV) und für den von Szilard und Chalmers (71) gefundenen Kernphotoeffekt an *Be* (Grenze 1,5 eMV) konnte der Wirkungsquerschnitt zu $10^{-27}$ bis $10^{-28}$ cm$^2$ bestimmt werden [Chadwick und Goldhaber (20), Gentner (34)]. Neben diesen zwei einzigen Elementen, die sich mit den $\gamma$-Strahlen der natürlich radioaktiven Elemente zertrümmern lassen, tritt nach den Arbeiten von Bothe und Gentner (18) noch die größere Anzahl von Elementen, die einen Kernphotoeffekt mit der 17-eMV-Strahlung aus der Lithium-Protonreaktion aufweist. Aber auch hier ist der bis jetzt gefundene Höchstwert des Wirkungsquerschnittes an *Cu* nur etwa $5 \cdot 10^{-26}$ cm$^2$ und somit immer noch klein gegenüber den anderen Absorptionsereignissen.

## Literaturverzeichnis.


1) A. I. Alichanian, A. I. Alichanow und L. A. Arjimowitsch, Nature **137**, 704, 1936.
2) A. I. Alichanow, A. I. Alichanian und M. S. Kosodaew, Journ. Phys. **7**, 163, 1936.
3) A. Alichanian und M. Kosman, Zeitschr. f. Phys. **90**, 779, 1934.
4) C. D. Anderson und S. H. Neddermeyer, Phys. Rev. **43**, 1034, 1933, und **44**, 406, 1933.
4a) C. D. Anderson, Phys. Rev. **44**, 406, 1933.
5) P. Auger, C. R. Paris **199**, 414, 1934.
6) H. J. v. Baeyer, Zeitschr. f. Phys. **95**, 417, 1935.
7) H. Becker und W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **76**, 421, 1932.
8) Th. Benecke, Zeitschr. f. Phys. **96**, 571, 1935.
9) H. A. Bethe, Proc. Roy. Soc. London (A) **150**, 129, 1935.
10) H. A. Bethe und W. Heitler, Proc. Roy. Soc. London (A) **146**, 83, 1934.
11) L. Bewilogua und K. R. Dixit, Physik. Zeitschr. **35**, 699, 1934.
12) P. M. S. Blackett und G. P. S. Occhialini, Proc. Roy. Soc. London (A) **139**, 699, 1933.
13) F. Bopp, Naturwiss. **24**, 680, 1936.
14) W. Bothe und H. Becker, Zeitschr. f. Phys. **66**, 307, 1930.
15) W. Bothe und W. Horn, Zeitschr. f. Phys. **88**, 683, 1934.
16) W. Bothe und W. Gentner, Naturwiss. **24**, 171, 1936.
17) W. Bothe und H. Maier-Leibnitz, Gött. Nachr. **2**, 127, 1936; Zeitschr. f. Phys. **102**, 143, 1936.
18) W. Bothe und W. Gentner, Zeitschr. f. Phys. **106**, 236, 1937.
19) J. Chadwick, P. M. S. Blackett und G. P. S. Occhiliani, Proc. Roy. Soc. London (A) **144**, 235, 1934.
20) J. Chadwick und M. Goldhaber, Nature **134**, 237, 1934; Proc. Roy. Soc. London (A) **151**, 479, 1935.
21) C. Y. Chao, Proc. Nat. Acad. Amer. **16**, 431, 1930; Phys. Rev. **36**, 1519, 1930.
22) C. Y. Chao, Proc. Roy. Soc. London (A) **135**, 206, 1932.
23) C. Y. Chao und T. T. Kung, Nature **132**, 709, 1933.
24) J. Curie und F. Joliot, C. R. Paris **196**, 1105, 1933 und **196**, 1581, 1933; Journ. Phys. **4**, 494, 1933.
25) M. Delbrück, Zeitschr. f. Phys. **84**, 144, 1933.
26) L. A. Delsasso, W. A. Fowler und C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **51**, 391, 1937, und **51**, 527, 1937.
27) G. v. Droste, Zeitschr. f. Phys. **104**, 335, 1937.
28) G. v. Droste, Zeitschr. f. Phys. **100**, 529, 1936, und **104**, 474, 1937.
29) W. Franz, Zeitschr. f. Phys. **95**, 652, 1935, und **98**, 314, 1935.
30) W. Gentner, C. R. Paris **197**, 403, 1933; **197**, 1111, 1933; Journ. Phys. **5**, 49, 1934, und **6**, 274, 1935.
31) W. Gentner, Naturwiss. **22**, 435, 1934.
32) W. Gentner und J. Starkiewicz, Journ. Phys. **6**, 340, 1935.
33) W. Gentner, Zeitschr. f. Phys. **100**, 445, 1936.
34) W. Gentner, C. R. Paris **200**, 319, 1935.
35) L. H. Gray, Proc. Cambr. Soc. **27**, 103, 1931.
36) L. H. Gray, Proc. Roy. Soc. London (A) **128**, 361, 1930, und **130**, 524, 1931.
37) L. H. Gray und G. P. T. Tarrant, Proc. Roy. Soc. London (A) **136**, 662, 1932, und **143**, 681, 1934.
38) H. Hall, Phys. Rev. **45**, 620, 1934.
39) H. Hall und W. Rarita, Phys. Rev. **46**, 143, 1935.
40) Th. Heiting, Zeitschr. f. Phys. **87**, 127, 1933.
41) W. Heitler und F. Sauter, Nature **132**, 892, 1933.
42) G. Hoffmann, Zeitschr. f. Phys. **36**, 251, 1926.
43) H. R. Hulme, Z. McDougall, R. A. Bukkingham und R. H. Fowler, Proc. Roy. Soc. London (A) **149**, 131, 1935.
44) M. N. S. Immelman, Naturwiss. **24**, 61, 1936.

45) J. C. Jacobsen, Zeitschr. f. Phys. **70**, 145, 1931, und **103**, 747, 1936.
46) J. C. Jaeger und H. R. Hulme, Proc. Cambr. Phil. Soc. **32**, 158, 1936; Proc. Roy. Soc. London (A) **153**, 443, 1936.
47) F. Joliot, C. R. Paris **197**, 1622, 1933, und **198**, 81, 1934.
48) M. T. Jones, Phys. Rev. **50**, 110, 1936.
49) H. Ketelaar, Journ. Phys. **7**, 243, 1936; Thèse, April 1937, Bruxelles.
50) H. Ketelaar, A. Piccard und E. Stahel, **5**, 385, 1934.
51) H. Klarmann und W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **101**, 489, 1936.
52) O. Klein und Y. Nishina, Zeitschr. f. Phys. **52**, 853, 1929.
53) K. F. W. Kohlrausch, Wien. Ber. **126**, 887, 1917.
54) Kung, Tsu-Tung, Science Rep. Nation. Tsinghua Univ. **3**, 85, 1935.
55) C. C. Lauritsen und J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. **46**, 80, 1934.
56) L. Meitner und H. H. Hupfeld, Naturwiss. **18**, 534, 1930; Physik. Zeitschr. **31**, 947, 1930; Zeitschr. f. Phys. **67**, 147, 1931.
57) L. Meitner und H. H. Hupfeld, Zeitschr. f. Phys. **75**, 705, 1932.
58) L. Meitner und H. Kösters, Zeitschr. f. Phys. **84**, 137, 1933.
59) L. Meitner und K. Philipp, Naturwiss. **21**, 286, 1933.
60) J. R. Oppenheimer und M. S. Plesset, Phys. Rev. **44**, 53, 1933.
61) F. Perrin, C. R. Paris **197**, 1111, 1933.
62) J. Read, Proc. Roy. Soc. London (A) **152**, 402, 1935.
63) J. S. Rogers, Proc. Phys. Soc. **44**, 349, 1932.
64) F. Sauter, Ann. d. Phys. **11**, 488, 1931.
65) L. Simons und K. Zuber, Proc. Roy. Soc. London (A) **159**, 383, 1937.
66) D. Skobeltzyn, C. R. Paris **194**, 1486 und 1568, 1932.
67) E. Stahel und H. Ketelaar, Journ. Phys. **4**, 460, 1933; und **5**, 512, 1934.
68) E. Stahel und P. Kipfer, Helv. Phys. Acta **8**, 509, 1935, und **9**, 492, 1936.
69) E. Stahel, H. Ketelaar und P. Kipfer, Journ. Phys. **7**, 379, 1936.
70) E. Stahel und H. Ketelaar, Journ. Phys. **7**, 389, 1936.
71) L. Szilard und T. A. Chalmers, Nature **134**, 494, 1934.
72) G. T. P. Tarrant, Proc. Roy. Soc. London (A) **128**, 345, 1930, und **135**, 223, 1931.
73) J. Thibaud, C. R. Paris **197**, 1629, 1933.
74) E. J. Williams, Nature **135**, 266, 1935.
75) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **100**, 273, 1936.
76) J. C. Jaeger, Nature **140**, 108, 1937.
77) J. Tandberg, Dissertation Uppsala 1937.

Heidelberg, Institut für Physik am Kaiser-Wilhelm-Institut für Medizinische Forschung, August 1937.

(Eingegangen 20. August 1937.)

## Vorlesungsverzeichnis für das Winterhalbjahr 1937/38.

**Technische Hochschule Aachen.** **Starke:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium, 4 und 2, für Vorgeschrittene, 4; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Seitz), nach Vereinbarung. — **Seitz:** Übungen im physikalischen Praktikum, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Theorie der Elektrizität, 3, Übungen, 1. — **Wieselsberger:** Strömungslehre II, 2, Übungen, 1; Höhere Strömungslehre einschl. Propellertheorie, 2, Übungen, 1; Seminar über Fragen der Aerodynamik und Flugtechnik, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten in Aerodynamik und Flugtechnik, tägl. — **Kirschbaum:** Ausgewählte Kapitel der Physik: Röntgenspektroskopie, 1; Photographie, 1, Übungen, 2. — **Fucks:** Atomtheorie, 3. — **Nacken:** Experimentelle Untersuchungsmethoden der Physik, 1. — **Werner:** Flugmeteorologie, 1. —

**Universität Basel.** **Hagenbach:** Experimentalphysik II, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl., für Anfänger, 8; Physikalisches Kolloquium (mit Zickendraht und Wehrli), 14tägig, 2 g. — **Matthies:** Analytische Mechanik, 4, Übungen, 1; Theorie der Wärmeleitung und Wärmestrahlung, 4, Übungen, 1; Mathematisch-physikalisches Seminar für Anfänger, 1. — **Zickendraht:** Nieder- und mittelfrequente Wechselströme, 2, Praktikum, 3. — **Zehnder:** Geschichte der Physik vom Altertum bis zur Neuzeit, 1; Die tiefsten Grundlagen der Physik und Chemie, 1. — **Wehrli:** Ausgewählte Kapitel aus der Physik der Kristalle und Flüssigkeiten, 1; Seminar über spezielle Probleme der Wellenmechanik (mit Miescher), 1 g. — **Miescher:** Radioaktivität und Physik des Atomkerns, 2. —

**Universität Berlin.** **Kolhörster:** Experimentalphysik I, 4; Höhenstrahlung, 1; Optik der Atmosphäre, 1; Besprechung von Arbeiten über Höhenstrahlung, 1; Arbeiten über Höhenstrahlung, für Fortgeschrittene, tägl. — **Orthmann:** Einführung in die Experimentalphysik, 4; Experimentelles physikalisches Proseminar, 2. — **Stuart:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Übungen, 1; Anleitung zum selbständigen Arbeiten in experimenteller Physik, tägl.; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Kohler:** Mechanik deformierbarer Körper, 4, Übungen, 1. — **Henning:** Einführung in die Mechanik, 4. — **Grotrian:** Physik der Sonne, 1; Spektroskopisches Praktikum (mit Schüler), 4; Spektroskopische Forschungsarbeiten, tägl. — **Debye:** Streuung von Röntgen- und Kathodenstrahlen, 2. — **Schüler:** Einführung in die Atomphysik, 1; Atomphysikalische Forschungsarbeiten, tägl. — **Philipp:** Ausgewählte Kapitel aus der Physik des Atomkerns, 1. — **Kiebitz:** Elektrische Schwingungen und Wellen, mit Lichtbildern, 1. — **Trendelenburg:** Elektroakustik, 1. — **Ritschl:** Die Entwicklung der Vorstellungen vom Wesen des Lichtes bis zur Gegenwart, 1. — **Skaupy:** Einführung in die technische Physik I, 14tägig, 2. — **v. Auwers:** Magnetische Meßmethoden, 1. — **Justi:** Neuzeitliche Vakuumtechnik, 1 g. — **Müller:** Ausgewählte Ka-

pitel aus der elektrischen Meßtechnik, 1. — **Schreiber:** Einführung in die medizinische Elektrizitätslehre, 1; Praktikum für Strahlenmessung: Licht, Röntgen, Radium (mit Friedrich), 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der Strahlenforschung (mit Friedrich und Risse), tägl. außer Sonnabend. — **v. Laue:** Physikalisches Kolloquium, 2 g; Physikalisches Seminar (mit Kohler), 2. — **Wehnelt:** Besprechungen wissenschaftlicher Arbeiten (mit Orthmann und Stuart), 1 g; Physikalisches Anfängerpraktikum, 7, Ergänzungen, 1 g; Physikalisches Praktikum für Mediziner und Pharmazeuten (mit Orthmann), 3; Wehrphysikalische Forschungsarbeiten (mit Schumann und Becker), tägl.; Physikalische Forschungsarbeiten (mit Schumann und Orthmann), tägl.; Praktikum zur Erlangung von Handfertigkeit für das naturwissenschaftliche Arbeiten, 3. — **Schulz:** Mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 2. — **Schumann:** Sprengstoffphysikalische Übungen, 2; Physikalisches Praktikum I, 2; Theoretisch-physikalische und ballistische Forschungsarbeiten, tägl.; Wehrphysik, Seminaristische Übungen, 2. — **Beck:** Photographisches Praktikum für Fortgeschrittene, nach Vereinbarung g, für Anfänger, nach Vereinbarung g. — **N. N.:** Allgemeine Meteorologie I, 3; Meteorologische Übungen, für Fortgeschrittene, 2; Meteorologisch-geophysikalisches Kolloquium (mit Defant und Bartels), 2 g. — **Zistler:** Praktische Wetterkunde mit Übungen, für Anfänger, 2, für Fortgeschrittene, 2. — **Robitzsch:** Meteorologische Meß- und Beobachtungsgeräte, 1; Leitung eigener Arbeiten, tägl. außer Sonnabend g. — **Kähler:** Einführung in die Wolken- und Gewitterkunde, 1; Übungen aus dem Gebiet der Meteorologie, atmosphärischen Elektrizität und Strahlung, 2, für Fortgeschrittene, tägl. — **Knoch:** Klimazonen der Erde, 1. — **Kölzer:** Geschichte des Wetterdienstes, mit Lichtbildern, 1. — **Bartels:** Erdmagnetismus, Erdstrom, Polarlicht, 2; Kugelfunktionen in der Geophysik, 1; Geophysikalische Übungen, 2 g. — **Stumpff:** Korrelationsrechnung, für Geophysiker und Meteorologen, 2. —

**Technische Hochschule Berlin.** **Geiger:** Experimentalphysik I, 2; Höhere Experimentalphysik, 2; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, nach Vereinbarung; Praktische Arbeiten im Physikalischen Institut, tägl. — **Westphal:** Physikalische Übungen, 4, Ergänzungen, 2 g. — **N. N.:** Theorie der Elektrizität, 3, Übungen, 2; Mechanik II, 3, Übungen, 2. — **Graf:** Mechanik II, 3, Übungen, 2. — **Picht:** Einführung in die elektromagnetische Lichttheorie; Physikalische Optik, Interferenz, Beugung, Metalloptik, Kristalloptik, $1^1/_2$, Übungen, 3/4. — **Kömmnick:** Ausgewählte Kapitel der technischen Physik, nach Vereinbarung; Physikalisch-technisches Praktikum, nach Vereinbarung; Experimentalballistik II, nach Vereinbarung; Physikalisch-technische Forschungsarbeiten, tägl. — **Bollé:** Innere Ballistik, 2, Übungen, 1. — **Becker:** Ausgewählte Kapitel der Wehrtechnik, 1. — **Schmidt:** Die Regelung physikalischer Zustandsgrößen, 1. — **Hertz:** Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Ramsauer:** Physikalisch-technische Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Schachenmeier:** Ausgewählte Probleme der theoretischen Physik, 1; Allgemeine Meßtechnik: Grundlagen und praktische Anwendungen, 2. — **Gehrts:** Wirkungsweise, Bau und Berechnung von Elektronenröhren II: Modulation und Gleichrichtung, 2, III: Schwingungserzeugung, kurze Wellen, Dezimeterwellen, 2; Fernsehen II, 2. — **Wallot:** Einheiten, Maßsysteme, Dimensionen, 1. — **Cauer:** Mathematische Fragen der Fernmeldetechnik, 2, Übungen, 2. — **Frerichs:** Besprechung ausgewählter Experimente zur Theorie der Elektrizität, nach Vereinbarung. — **Engl:** Tonfilmtechnik, 1; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Weidert:** Geometrische Optik I und II, 2, Übungen, 2 g; Seminar für optisches Rechnen I und II, 2; Theorie und Wirkungsweise der optischen Instrumente I und II, 2, Übungen, 4; Optische Laboratoriumsarbeiten für Fortgeschrittene, tägl.; Geometrische Optik für Geodäten, 2; Lichtkundliche Übungen; Lichttechnik, optische Instrumente, Photographie (mit Arndt und Stenger), 2; Optisches Kolloquium (mit Picht), $1^1/_2$. — **Berthold:** Zerstörungsfreie Werkstoffprüfung, 1, Übungen, 3. — **Jung:** Einführung in die Geophysik: Erdbeben, Aufbau und physikalischer Zustand des Erdinnern, Physik des Meeres und der Atmosphäre, 2; Geophysikalische Übungen (Ergänzungen zu: Angewandte Geophysik, Instrumentenkunde), 14tägig, 2; Geophysikalisches Kolloquium (mit Reich), 14tägig, 2. — **Koschmieder:** Luftfahrtwetterkunde, 1, Übungen, 1. —

**Universität Bern.** **Greinacher:** Experimentalphysik: Wärme, Elektrizität, Magnetismus, 5, Ergänzungen, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Gruner), nach Vereinbarung; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. — **Gruner:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Mechanik deformierbarer Körper; Elastizitätstheorie, Hydrodynamik, 2; Seminar für theoretische Physik, nach Vereinbarung. — **Koestler:** Theorie und Berechnung elektrischer Schwingungskreise, 1; Allgemeine Mechanik mit besonderer Berücksichtigung der Statik, 1. — **König:** Technische Optik, mit Demonstrationen, 2. —

**Universität Bonn.** **Füchtbauer:** Experimentalphysik I: Elektrizität, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum, 8, für Mediziner, 4, für Fortgeschrittene, tägl.; Leitung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Weizel, Grebe, Wever, Dreisch, Schmitz und Riezler), 14tägig, $1^1/_2$ g. — **Weizel:** Mechanik, Wellenmechanik, Relativitätstheorie, 5, Übungen, 1; Theorie elektrischer Instrumente und Schaltungen, 2; Matrizenmechanik, 2 g. — **Riezler:** Eigenschaften der Atomkerne, 1. — **Grebe:** Dosimetrie der Röntgenstrahlen, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der medizinischen Physik, tägl. — **Schmitz:** Drahtlose Telegraphie und Telephonie, 2. — **Wever:** Physikalisch-technische Exkursionen, nach Vereinbarung g. — **Dreisch:** Das Lesen der Wetterkarte, mit Übungen, 1; Wehrphysik, 1; Lichttechnik, 1. —

**Technische Hochschule Braunschweig.** **Cario:** Experimentalphysik II: Mechanik, Wärme, Akustik und Molekularphysik, 3, Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum I und II, 3 und 6, für Pharmazeuten, 3; Physikalisches Kolloquium (mit Lübcke), 14tägig, 2 g; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiete der Physik, tägl. — **Bergwitz:** Atmosphärische Elektrizität, mit Versuchen, 1; Anwendung der Röntgenstrahlen, 1; Radiologisches Praktikum, 1 Nachmittag. — **Hübner:** Theorie der Elektrizität, mit Vektorrechnung, 4.

Übungen, 1. — **Lübcke:** Technische Elektronik I: Ventile und Gleichrichter, 14tägig, 2, Übungen, 14tägig, 2; Seminar über Bau- und Raumakustik, 14tägig, 2; Physikalisch-technische Arbeiten im Laboratorium, nach Vereinbarung g.

**Universität Breslau.** **Schaefer:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Kolloquium (mit Fues, Steubing und Waetzmann), 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Bergmann und Matossi), 3 oder 6, für Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte, 3, für Fortgeschrittene (mit Steubing, Bergmann und Matossi), tägl.; Hydro- und aerodynamisches Praktikum, 3. — **Steubing:** Röntgenstrahlen und ihre Anwendungen, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3; Seminaristisch-didaktische Übungen (mit Groß), 2; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht (mit Groß), 2. — **Bergmann:** Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik, mit Versuchen, 2; Hochfrequenzpraktikum, 2. — **Matossi:** Experimentelle Grundlagen der Quantentheorie, 2; Theoretische Physik I: Mechanik, 3. — **Haude:** Einführung in die synoptische Meteorologie, 1; Meteorologisches Kolloquium, 14tägig, 1/1/2; Übungen zur Klimatologie, 1. — **Groß:** Schulphysik II: Ausgewählte Kapitel aus Elektrizität, Magnetismus, Optik, 1; Großtaten deutscher Technik, mit Experimenten und Besichtigungen, 3. — **Fues:** Theoretische Physik V: Thermodynamik und Statistik, 4, Übungen, 3; Seminar über ausgewählte Fragen der theoretischen Physik, 2. — **Jüttner:** Die Relativitätstheorie in ihrer Beziehung zur Quantentheorie, 2. —

**Technische Hochschule Breslau.** **Waetzmann:** Experimentalphysik II, 4, Besprechung, 1 g; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Schuster), 3, für Bauingenieure, 2, für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Schaefer), 2; Physikalisches Seminar (mit Schuster), 1. — **Fues:** Theoretische Physik III: Elektrodynamik, 4, Übungen, 3; Seminar über Fragen der theoretischen Physik, 2. — **Groß:** Schulphysik III: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 1; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht, 2. — **Schuster:** Theoretische Physik II: Mechanik der deformierten Körper, 3, Übungen, 2. —

**Technische Hochschule Brünn.** **Lohr:** Allgemeine und technische Physik: Elektromagnetische Erscheinungen und Optik, 3 1/2; Technische Physik II: Elektromagnetische Erscheinungen, 3; Physikalisches Praktikum, 4 und 3; Physikalisches Kolloquium, 1. — **Schoklitsch:** Meteorologie und Klimatologie, 3. — **Kriso:** Mechanik I, 1. Kurs: Statik in analytischer und graphischer Behandlung, Einführung in die Kinematik und Dynamik, 3, Übungen, 2, 2. Kurs: Kinematik und Dynamik des materiellen Punktes des starren Körpers und starrer Systeme, 3, Übungen, 2; Ausgewählte Abschnitte aus der Mechanik, 1 1/2. —

**Bergakademie Clausthal.** **Valentiner:** Experimentalphysik II: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 4; Physikalische Grundlagen der Wärmetechnik, 1 1/2 g; Physikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **N. N.:** Einführung in die allgemeine Geophysik, mit Übungen, 2; Grundlagen der Atomphysik, 1 g. —

**Technische Hochschule Danzig.** **Buchwald:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus I, 3; Übungen, 14tägig, 1 g; Kristalloptik experimentell, 1; Arbeiten für Fortgeschrittene, 12; Atomphysik, 2; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene I (mit Kossel), 8; Physikalisches Kolloquium (mit Kossel), 1 g. — **Kossel:** Experiment alphysik: Mechanik, Wärme, Akustik, Optik, 4, Ergänzungen, 1; Atomtheorie des festen Körpers, 1; Kleines physikalisches Praktikum, 4 und 3; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene II, 12, für Elektrotechniker, 4. — **N. N.:** Einführung in das kleine physikalische Praktikum, 1; Demonstrationspraktikum, 2; Sondergebiete der Physik, 1. —

**Universität Erlangen.** **Gudden:** Experimentalphysik I: Mechanik, Schwingungslehre, Wärme, 4, IV: Elektrizität, 2; Übungen im Beobachten und Messen, für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 8; Übungen in der schriftlichen und mündlichen Darlegung für Lehramtsanwärter, 1 g; Wissenschaftliche Arbeiten, 40; Besprechung physikalischer Tagesfragen (mit Reiger und Rump), 1. — **Reiger:** Theoretische Physik: Optik, 4; Übungen: Elektrizität, 1, Theoretische Physik, 1; Wissenschaftliche Arbeiten, 40. — **Rump:** Physik der Röntgenstrahlen, für Mediziner, 1. —

**Universität Frankfurt a. M.** **N. N.:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Ausgewählte Kapitel der Atomphysik I, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung), 14tägig, 2; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, 4, für Mediziner, 2, für Pharmazeuten, 2, für Fortgeschrittene, halbtägig; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Madelung:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 1; Relativistische Formulierung der klassischen Physik, 1; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Dänzer:** Höhere Experimentalphysik: Atomphysik, 2; Atomphysik der elektrischen und magnetischen Eigenschaften der Materie, 1; Seminar über Kernphysik (mit Wilhelmy), 14tägig, 2. — **Wilhelmy:** Röntgenstrahlen, 1. — **Seddig:** Physik der Nachrichtenmittel II, 2; Praktikum der angewandten Physik, 3; Kleines elektrotechnisches Praktikum, 3 und 6; Großes elektrotechnisches Praktikum, halbtägig; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten in angewandter Physik, tägl.; Kolloquium über angewandte Physik, 14tägig, 2; Photographisches Praktikum, 4 und 8. — **Rajewsky:** Die Radioaktivität und ihre medizinischen Anwendungen, 1 1/2; Physikalische Grundlagen der Radium-Schwachtherapie: Radium-Balneologie, 1; Wechselstrom-Diagramme und ihre Anwendung auf technische und biophysikalische Probleme, 1; Kolloquium über medizinische Physik und Biophysik, 2; Selbständige Arbeiten für Physiker und Mediziner, ganz- und halbtägig; Röntgenologisches Praktikum (mit Holfelder), 14tägig, 3; Biophysikalisches Seminar: Medizinisch-biologische Statistik und Fehlerrechnung, 14tägig, 2; Biologisches Kolloquium (mit Felix und Külz), 1 1/4. — **Linke:** Klimatologie, 2; Physik der Stratosphäre, 1; Meteorologisch-geophysikalisches Kolloquium (mit Mügge und Baur), 2; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, halbtägig. — **Mügge:** Wetterkunde, 3; Wetterbesprechungen, 2; Seminar zur theoretischen Meteorologie: Meteorologische Hydrodynamik nach V. Bjerknes, 2. — **Baur:** Korrelationsrechnung, 1. —

**Bergakademie Freiberg.** **Aeckerlein:** Experimentalphysik, 4. Ergänzung, 2; Physikalische Übungen, 2. — **Lorenser:** Angewandte Geophysik, 1. —

**Universität Freiburg i. Br.** **Steinke:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4. Übungen, 2; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Pharmazeuten, 3 Wochen, für Fortgeschrittene, 6; Maschinentechnisches Praktikum, 6; Handfertigkeitsübungen, für Anfänger, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Mecke), 14tägig, 1 g. — **N. N.:** Höhere Experimentalphysik II: Optik aller Wellenlängen, 3; Technische Physik II, 2. — **Mecke:** Theoretische Physik III: Elektrizität und Magnetismus, 4. Übungen, 1 g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Hammer:** Elektrizität in Gasen, 1 g. — **Loßnitzer:** Meteorologie, unter besonderer Berücksichtigung der Luftfahrt und der Wettervorhersage, 2; Übungen zur Wettervorhersage, 1; Bioklimatologie, 1. —

**Universität Freiburg (Schweiz).** **Dessauer:** Experimentalphysik, 5. Ergänzungen, 1; Repetitorium, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Technischen Physik und Biophysik, nach Vereinbarung; Physikalisches Praktikum, 4; Anfängerpraktikum für Naturwissenschaftler, 12; Physikalisches Praktikum und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Brasey:** Strahlenenergie und Materie (Fortsetzung), 1; Physikalische Ergänzungen, 2. — **Huber:** Mathematische Physik: Elektrizität, Licht, 4. —

**Universität Gießen.** **Gerthsen:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Seminar über Anwendungen der Atomphysik in der Technik, 14tägig, 2 g; Physikalisches Praktikum für Physiker und Naturwissenschaftler (mit Cermak), 6, für Chemiker und Pharmazeuten, 3; Übungen zur quantitativen Spektralanalyse, nach Vereinbarung g; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Bechert und Cermak), 14tägig, 2 g. — **Cermak:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Strömungslehre, mit Fluglehre, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3; Physikalisches Seminar für Lehramtskandidaten, 2; Synoptische Meteorologie, 1. — **Bechert:** Wärmetheorie, 3. Übungen, 2; Theorie des Lichtes, 1; Innere Ballistik, 1; Sonnensystem, Fixsterne, Sternnebel, 1 g; Seminar über moderne Fragen der theoretischen Physik, 14tägig, 1½ g. — **Lihotzky:** Optische Grundlagen und Entwicklung des Mikroskopes I, 2 g. —

**Universität Graz.** **Schrödinger:** Korpuskularphysik I, 4; Proseminar für theoretische Physik, 1; Seminar für theoretische Physik, 2; Besprechung physikalischer Fragen (mit Heß), 1. — **Heß:** Experimentalphysik: Mechanik und Molekularphysik, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rumpf), tägl. außer Sonnabend; Physikalische Übungen für Anfänger I (mit Rumpf), 4, II, 6. — **Rumpf:** Einführung in die Experimentalphysik I: Mechanik, Optik, Wärme, 5, Mathematische Ergänzungen, 1. — **Székely:** Die experimentellen Grundlagen der Quantenphysik, 2. — **Mathias:** Sphärische Astronomie, für Lehramtskandidaten, 3. — **Wegener:** Meteorologie und Geophysik, 4; Die Entstehung der Kontinente und Ozeane, 1. —

**Technische Hochschule Graz.** **Kohlrausch:** Physik I: Optik, 4, II: Wärmelehre, 4, IV: Aufbau der Materie, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus den Gebieten der chemischen Physik, 20; Physikalisches Praktikum, 6 und 2. —

**Universität Halle.** **Kast:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Röntgenstrukturbestimmungen, 1; Physikalisches Praktikum, für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner, Landwirte und Pharmazeuten, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten (mit Pose), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Smekal), 2 g. — **Smekal:** Optik und elektromagnetische Lichttheorie, 4. Übungen, 1 g; Röntgenspektren, 1; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Pose:** Physikalische Optik, 2; Elektronenoptik, 1; Handfertigkeitspraktikum, 3; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, 9. —

**Universität Hamburg.** **Koch:** Experimentalphysik I: Wärme, Elektrizität, 3; Physikalisches Praktikum (mit Goos, Meyer und Müller), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen (mit Tams, Goos und Meyer), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Lenz, Möller und Harteck), 2. — **Lenz:** Theoretisch-physikalisches Vortragsseminar, 2; Quantentheorie (Fortsetzung), 1; Optik, mit Übungen, 4. — **Meyer:** Spektroskopie der Röntgenstrahlen, 1; Physikalisches Proseminar (mit Knauer und Joh. Jensen), 2. — **Joh. Jensen:** Elektronentheorie der Metalle, 1. — **Goos:** Spektroskope höchster Auflösung und spektroskopische Methoden, 1. — **Knauer:** Theorie und Ergebnisse der Molekularstrahlmethode, 1. — **Müller:** Anleitung zur Ausführung von physikalischen Schulversuchen, 4. — **Möller:** Elektronik, mit Versuchen, 2, Übungen mit schriftlichen Arbeiten, 1; Elektrotechnisches Praktikum, 10; Aerodynamik des Flugzeuges, mit Versuchen, 1; Physikalisch-technisches Kolloquium (mit Hagen), 2; Selbständige Arbeiten Fortgeschrittener (mit Hagen), tägl. — **Schott:** Geophysikalisches Kolloquium (mit Raethjen, Kleinschmidt, Schulz, Tams und Kuhlbrodt), 1½. — **Chr. Jensen:** Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiet der Sonnen- und Himmelsstrahlung, 1. — **Tams:** Die Konstitution des Erdkörpers, 2; Seismische Übungen, 2; Seminar über die Physik der festen Erde, 14tägig, 2. — **Raethjen:** Aeromechanik der Atmosphäre, 2, Übungen, 14tägig, 2; Meteorologisches Praktikum, 3; Besprechung meteorologischer Arbeiten, 2; Meteorologische Forschungsarbeiten, tägl. — **N. N.:** Flugmeteorologie, mit Übungen, 2; Ozean- und Überseeflugmeteorologie, 1. — **Kleinschmidt:** Die Grundlagen der Wettervorhersage, 2. — **Kuhlbrodt:** Allgemeine Klimatologie I, 1. —

**Technische Hochschule Hannover.** **Bartels:** Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum, 4; Arbeiten im physikalischen Laboratorium für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend. — **Hase:** Strahlungsmessung, 1; Technisch-physikalisches Praktikum, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Schlomka:** Elektrodynamik, 3, Übungen, 2; Einführung in die Atommechanik, 1; Seminar: Schwingungen und Wellen, 1. — **Seilkopf:** Flugmeteorologie, 2. — **Kruse:** Hochfrequenzphysik und Hochfrequenztechnik II: Schwingungserzeugung mit Elektronenröhren, Verstärker, Gleichrichter, Ausbreitung elektromagnetischer Wellen, 2; Hochfrequenzpraktikum, 4 und 3. —

**Universität Heidelberg.** **Becker:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum (mit Schmidt), 6 und 3; Physikalisches Großpraktikum, tägl. außer Sonnabend; Selbständige physikalische Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Seminar (mit Schmidt und Wesch), $1^1/_2$ g. — **N. N.:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Theoretisch-physikalische Übungen, 1. — **Schmidt:** Radiologie: Elektromagnetische Strahlungen, 2; Technische Anwendungen phosphoreszenzfähiger Stoffe, 1; Selbständige physikalisch-technische Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Übungen in der Fernsprech- und Funktechnik (mit Wesch), 3 g. — **Wesch:** Funktechnik II, mit Experimenten, 1; Selbständige physikalische Arbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Bothe:** Kolloquium über naturwissenschaftlich-medizinische Arbeiten (mit Kuhn), 14tägig, 1 g. — **Peppler:** Allgemeine Meteorologie I, 2. —

**Universität Innsbruck.** **Lerch:** Experimentalphysik I, 5; Physikalisches Praktikum (mit Tagger), 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener (mit Steinmaurer), 10. — **N. N.:** Optik des gesamten elektromagnetischen Spektrums, 4; Wellenlehre und Akustik, 2; Radioaktivität, 2. — **March:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 5; Seminarübungen, 2; Ausgewählte Kapitel der theoretischen Physik, 1. — **Sonvico:** Meßtechnik, 2 g. — **Tagger:** Meßapparate und Meßmethoden, Einführung ins Praktikum, 1. — **Steinmaurer:** Die Ionisation der Atmosphäre, 1. — **Oberguggenberger:** Astrophysik III: Physik des Einzelsterns, der Sternhaufen und Nebel, 4; Photographische Photometrie, mit Übungen, 1; Übungen für Fortgeschrittene a. d. Sternwarte, 5. — **Wagner:** Allgemeine Klimatologie, 4; Statistische Rechenmethode im Dienste der Klimatologie, 1; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener, 10; Besprechung neuer wissenschaftlicher Arbeiten (mit Ekhart), 1. — **Ekhart:** Physik der höchsten Atmosphäre, 1. —

**Universität Jena.** **Kulenkampff:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, Optik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Wißhak) 6 und 4, Kleines Praktikum, $2^1/_2$, für Fortgeschrittene, 10; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten (mit Wien, Straubel, Hettner und Hanle), tägl.; Besprechung von Arbeiten aus dem Physikalischen Institut (mit Hettner), 14tägig, 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Wien, Esau, Kühl und Hettner), 2 g. — **Hettner:** Theorie des Lichts, mit Übungen (mit Wessel), 4; Elektronentheorie, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar für Fortgeschrittene, 1 g; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl. — **Bauersfeld:** Flugmechanik, 1. — **Hanle:** Gasentladungen, 1. — **Wessel:** Atommechanik I, 2. — **Wißhak:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Atomphysik, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Esau:** Gleichstromtechnik mit Einschluß der Meßtechnik, 3; Hochspannungstechnik, 1; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Großes technisch-physikalisches Praktikum, tägl.; Technisch-physikalisches Seminar, 2 g. — **Kühl:** Theorie der optischen Instrumente, 2; Beugung des Lichts, 2; Optisches Praktikum, 4; Mikroskopisches Praktikum, 2; Optisches Kolloquium, 14tägig, 2 g; Leitung selbständiger Arbeiten, tägl.; Licht und Farbe, 1 g; Strahlungsschutz des Auges, 1 g. — **Siedentopf:** Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie, 1. — **Rzymkowski:** Stereophotographie, mit Übungen, 1. — **Meißer:** Geophysikalisches Praktikum (mit M. Müller und Martin): a) Einführung in die Instrumentenkunde der angewandten Geophysik, 2 g, b) Allgemeine geophysikalische Untersuchungsmethoden, 2 g; Anleitung zu selbständigen geophysikalischen Untersuchungen, tägl. g. —

**Universität Köln.** **Kirchner:** Experimentalphysik I: Mechanik, Elektrizität, 4, Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum (mit Hiedemann), 7, für Mediziner, 4, für Fortgeschrittene (mit Försterling und Malsch), 7; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar, 2 g; Kolloquium über neuere Arbeiten aus dem Gebiet der Physik (mit Försterling, Malsch und Cremer), 2 g. — **Försterling:** Optik, 4; Wissenschaftliche Arbeiten im Institut der Theoretischen Physik (mit Malsch), tägl. — **Cremer:** Übungen zur Optik, 1. — **Malsch:** Elektrische Schwingungen und Wellen, 2. — **Hiedemann:** Ultraschall, 1. —

**Universität Leipzig.** **Hoffmann:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Höhere Physik, 1; Physikalisches Praktikum, 3, 6 oder 9; Praktikum für Fortgeschrittene, 9; Selbständige physikalische Arbeiten, 24 oder 44; Seminar über die Arbeiten des Instituts, nach Vereinbarung g; Physikalisches Kolloquium (mit Heisenberg), $1^1/_2$ g. — **Heisenberg:** Neuere Fortschritte der Theorie des Atomkerns, 3; Seminar über die Struktur der Materie (mit Hund), 2 g; Selbständige theoretisch-physikalische Arbeiten (mit Hund). — **Hund:** Theoretische Physik III: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Übungen über Elektrizität, 1; Einführung in die mathematische Behandlung naturwissenschaftlicher Fragen, mit Übungen, 3. — **Schiller:** Technische Mechanik starrer Körper: Graphische Statik, Kreisel, 2; Technisch-physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene: Angewandte Mechanik und Thermodynamik, 9; Selbständige physikalische Arbeiten: Angewandte Mechanik und Thermodynamik, 24 oder 44; Besprechungen neuerer Arbeiten aus Hydro-, Aero- und Thermodynamik, 14tägig, 2 g. — **Karolus:** Hochfrequenztechnik, 2, Übungen, 3; Technisch-physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene: Angewandte Elektrizitätslehre, 9; Selbständige physikalische Arbeiten: Angewandte Elektrizitätslehre, 24 oder 44; Besprechung neuerer Arbeiten, nach Vereinbarung g. — **Möbius:** Höhenstrahlung, 1. — **Kaempf:** Farbenphotographie, 1. — **H. Schmidt:** Theorie des Fluges, 2. — **N. N.:** Experimentelle Kernphysik, 1. — **Weickmann:** Erdbebenkunde, 2; Die Stratosphäre, 2 g; Arbeiten im Geophysikalischen Institut und im Observatorium, tägl. g; Geophysikalisches Praktikum: Wetterkartenanalyse, 3; Geophysikalisches Kolloquium, 2 g. —

**Universität Marburg.** **Grüneisen:** Experimentalphysik I, 4, Theoretische Ergänzungen, 1 g; Physikalisches Kolloquium, 2 g; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Kneser und Vogt), 6 und 3 g, für Fortgeschrittene, 8, für Geübte: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten, tägl. — **Kneser:** Atomphysik I: Aufbau der Materie und Strahlung, 2. — **Vogt:** Physik der Metalle, 2. — **N. N.:** Mechanik I: Mechanik der Massenpunkte und starren Körper, 3; Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Theoretisch-physikalische Übungen, 1 g. —

**Universität München.** **Gerlach:** Allgemeine Physik, mit Versuchen: Mechanik, Akustik, Wärme, 4, Ergänzungen, 1; Physikalische Übungen für Anfänger, Kurs A und B, 4, Ergänzungskurs C, 4, für Pharmazeuten, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rüchardt), tägl.; Übungen für Fortgeschrittene (mit Rüchardt), tägl.; Physikalisches Seminar (mit Rüchardt), $1^1/_2$ g. — **Sommerfeld:** Thermodynamik und Statistik, 4, Übungen, 2 g; Seminar (mit Maue), 2 g; Ausgewählte Fragen der Wellenmechanik, 1 g. — **Rüchardt:** Höhere Physik mit Versuchen: Atomphysik II, $2^1/_2$ g. — **Maue:** Einführung in den Atombau, 3. — **Auer:** Elektrische und magnetische Eigenschaften der Metalle, 1; Besprechung metallkundlicher Fragen, 1. — **Schmauß:** Wetterkunde I, 4, Übungen und Ergänzungen, 1; Besprechungen für Fortgeschrittene (mit Geiger und Schneider), $1^1/_2$ g. — **Geiger:** Das Klima auf kleinstem Raume, 2. — **Thüring:** Physik der Sonne, 2. — **Führer:** Übungen zur Sternphysik, 1 g. —

**Universität Münster.** **Senftleben:** Experimentalphysik: Elektrizität, Optik, Atomphysik, 5; Die experimentellen Grundlagen der Atomphysik, 2; Physikalisches Praktikum, 3 oder 6, für Pharmazeuten, 3; Strömungstechnisches Praktikum, 2; Physikalisches Praktikum, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Kratzer), 2. — **Kratzer:** Mechanik, mit Übungen, 6; Strahlungstheorie, 4; Theoretisch-physikalisches Seminar, 14tägig, 2. — **Siemens:** Aktuelle Probleme der Fernmeldetechnik, 2. — **Durau:** Elektrizitätsleitung in gasförmigen, flüssigen und festen Körpern, 2; Physik des Atomkerns, 2. —

**Universität Prag.** **Fürth:** Experimentalphysik I, 5, Ergänzungen, 2; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Frank, Freundlich, Blüh und Sitte), 2. — **Frank:** Differentialgleichungen der mathematischen Physik, 3; Thermodynamik, 2; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Blüh:** Einführung in die Physik, 5; Höhere Experimentalphysik I: Mechanik und Wärmelehre, 2; Die Geschichte der Physik in den Grundzügen, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Praktikum für Pharmazeuten, 3. — **Glaser:** Übungen aus theoretischer Physik für Lehramtskandidaten, 2. — **Sitte:** Einführung in die theoretische Physik I, 5, Übungen, 2; Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 2; Seminar über experimentelle Kernphysik, 2. — **Pollak:** Wetter und Wettervorhersage, Methodik des wetterkundlichen Unterrichtes, 2; Geophysikalische Aufschlußmethoden, 3; Geophysikalisches Praktikum, 4; Geophysikalische Übungen für Lehramtskandidaten, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. —

**Technische Hochschule Prag.** **N. N.:** Physik: Reine Mechanik, 5; Physikalisches Praktikum, 3 und 6; Technische Physik, 3. — **Lichtenecker:** Grundzüge der theoretischen Physik: Atomphysik, 2. — **Körner:** Wärmelehre der Gase, 2. —

**Universität Rostock.** **Kunze:** Experimentalphysik II, 3; Ausgewählte Teilgebiete der Physik, 1; Physikalische Übungen, 2 und 4; Seminar (Physikalisches Kolloquium (mit Jordan), 14tägig, $1^1/_2$ g; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Jordan:** Thermodynamik, mit Übungen, 4; Ausgewählte Kapitel der modernen Physik, 2; Mathematisches und ballistisches Vortragsseminar (mit Furch und Schmieden), 2. — **Falckenberg:** Allgemeine Meteorologie, 1 g; Meteorologisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl., für Anfänger, 4; Meteorologisches Kolloquium, 14tägig, 2 g. —

**Universität Wien.** **Jäger:** Ausgewählte Teile der Akustik, 3. — **Meyer:** Radioaktivität, 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener im Radiuminstitute, tägl.; Besprechung neuerer Arbeiten (mit den übrigen Dozenten), 1. — **Ehrenhaft:** Experimentalphysik I, 5, Demonstrationsergänzungen, 1; Seminar, 1; Physikalische Übungen für Anfänger zur Vorbereitung der wissenschaftlichen Arbeiten, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. — **Schweidler:** Experimentalphysik I, 5, Demonstrationsergänzung, 1; Mittelschul-Experimentier-Praktikum, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. — **Thirring:** Theorie der Elektrizität I, 5; Seminar für theoretische Physik, 1; Proseminar für theoretische Physik, 1. — **Haschek:** Experimentalphysik I, 5; Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten, 6, für Vorgeschrittene, 10; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. — **Kottler:** Elemente der theoretischen Physik I, 5, Übungen, 1. — **Przibram:** Physik I, Mechanik, 5. — **Kirsch:** Atombau II: Kernphysik, 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Einführung in wissenschaftliche Arbeiten (mit Stetter und Mattauch), tägl. — **Stetter:** Physikalische Grundlagen und Anwendungen der Verstärkerröhre, 2; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. — **Sirk:** Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 3, Übungen, 2. — **Flamm:** Partielle Differentialgleichungen der Physik I, 3; Rechenübungen, 1. — **Mattauch:** Isotopie und Atomkern, 2; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. — **Sexl:** Wärmeleitung und Diffusion, 2. — **Bauer:** Theorie des Kernbaues und der chemischen Grundstoffe, 2; Wechselwirkung zwischen Licht und Materie, 1. — **Ortner:** Kernreaktionen, 1. — **Seidl:** Wechselstrom, 2. — **Ludloff:** Quantentheorie, 3. — **Karlik:** Physik der Edelgase, 1. — **Schober:** Fernrohre, 1. — **Conrad:** Niederschlag und Sonnenschein auf der Erde, 2. — **Lauscher:** Aerologie, 1. —

**Technische Hochschule Wien.** **Mache:** Physik: Optik, Wärmelehre, 2; Experimentalvorlesung über Elektrizität und Magnetismus, 3; Wellenoptik (Physikalische Optik), 2; Physikalisches Praktikum II (mit Aigner und Petritsch), 30. — **Flamm:** Physik: Elektromagnetische Lichttheorie, 2; Strahlenoptik (Geometrische Optik), 2; Elektromagnetische Lichttheorie, 2; Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3, Physikalische Rechenübungen, 1; Physikalisches Seminar, 1. — **Aigner:** Physik, 3; Hochfrequenzphysik, Elektroakustik und Elektrooptik, Tonfilm und Fernsehen, 3; Laboratoriumsübungen (mit Petritsch), 9. — **Bauer:** Theorie des Kernbaues und der Radioaktivität, 2; Wechselwirkung zwischen Licht und Materie, Photo-, Auger- und Compton-Effekt, Raman-Effekt, 1. — **Hofbauer:** Wärmeaustausch, 2. — **Regler:** Spektroskopie der Röntgenstrahlen, 2. — **Schober:** Optische Instrumente, Fernrohre und Entfernungsmesser, 1; Beleuchtungstechnik, 3, Übungen, 1. — **Schmid:**

Physikalische Chemie für Physiker, 2. — **Schedler:** Wetter- und Klimalehre für Ingenieure, $1^1/_2$. —

**Universität Würzburg. Harms:** Experimentalphysik I: Mechanik, Elektrizitätslehre, 4; Experimentalphysik für Fortgeschrittene, 2; Physikalisches Praktikum (mit Döpel), 6 und 3, für Fortgeschrittene, tägl.; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Döpel), tägl. — **Döpel:** Einführung in die Physik der tiefen und hohen Temperaturen, 1. — **Ott:** Mechanik, 4, Übungen, 1 g; Röntgenanalyse der festen Körper und Werkstoffvergütung, 2; Ballistik, 1 g. —

**Universität Zürich. Meyer:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, $3^1/_2$, für Vorgerücktere, tägl.; Physikalisches Praktikum: Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Seminar über Experimentalphysik (mit Bär und Zuber), 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Wentzel und Bär), 2 g. — **Wentzel:** Theorie des Lichtes, 4, Übungen, 1; Elektronentheorie (klassisch), 1; Quantenstatistik, 1; Theoretisch-physikalisches Seminar (mit Stueckelberg), 2 g. — **Ratnowsky:** Relativitätstheorie, 2. — **Bär:** Übungen im Demonstrieren von Schulexperimenten, 2, Theoretische Ergänzungen, 1. — **Zuber:** Repetitorium der Experimentalphysik, 1; Atome und ihre Zertrümmerung, 1. — **Hildegard Stücklen:** Molekülspektren, 1. —

**Technische Hochschule Zürich. Scherrer:** Physik I: Mechanik, Wellenlehre, Optik, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Physik des Atomkerns, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4 und 8, für Fortgeschrittene, 8, 12 und 24; Physikalisches Kolloquium (mit Pauli), 2; Selbständige Arbeiten in Physik, 8, 12 und 24. — **Pauli:** Statistische Mechanik und Quantentheorie, 3, Übungen, 1; Wellenmechanik, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in theoretischer Physik, tägl. — **Tank:** Experimentalphysik: Mechanik, Elektrizität, 3, Übungen, 1; Technische Optik, 2; Hochfrequenztechnik II, 2, Praktikum, 3, 6 und 12; Diplomarbeiten; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiete der Hochfrequenztechnik, 8, 12 und 24. — **Fischer:** Elektronentechnik, 2; Leitung selbständiger Arbeiten für technische Physik, tägl. — **Brandenberger:** Technische Röntgendurchstrahlung, ihre Praxis und Anwendung, 1. — **Furter:** Physikalische Methoden in der organischen Chemie, 1 g. — **Gaßmann:** Geophysikalische Methoden, 2, Übungen, 3. — **Herzog:** Spektren, 2. — **Lehmann:** Wetter- und Klimalehre, 2. — **Lugeon:** Allgemeine Meteorologie mit Rücksicht auf das Flugwesen, 2. — **Oßwald:** Architekturakustik und Schallisolation, 2; Leitung selbständiger Arbeiten im Laboratorium für Akustik, tägl. — **Rüst:** Photographie I, 2; Mikrophotographie, 1; Photographisches Praktikum, 2; Photographisches Vollpraktikum, tägl. — **Sänger:** Theoretische Akustik, 2. —

# BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

**Otto Groos, Einführung in Theorie und Technik der Dezimeterwellen.** I. Teil: Die Schwingungserzeugung und ihre Beeinflussung. X und 188 S. Mit 157 Abb. Leipzig 1937. Verlag S. Hirzel. Brosch. RM 8.—, Ganzleinen RM 9.50.

Das für die Schwingungserzeugung mit Wellenlängen von einigen Metern an aufwärts allein maßgebende Rückkopplungsprinzip beginnt bei kürzeren Wellen vor allem infolge der endlichen Elektronenlaufzeit zu versagen. So mußte sich die Hochfrequenztechnik nach anderen Möglichkeiten umsehen. Die Aufgabe fand zwei Lösungen, den Magnetronsender und den Barkhausen-Kurzsender. In dem vorliegenden Buch wurden nun die für ihre Konstruktion maßgebenden physikalischen Gesetze und technischen Gesichtspunkte dargestellt.

Das Werk gliedert sich demgemäß in zwei Hauptteile: Theoretisch-physikalische Grundlagen und Technik der Schwingungserzeugung. Im ersten Abschnitt wird kurz gezeigt, welche Schwierigkeiten für den Rückkopplungssender bei der Erzeugung von Dezimeterwellen auftreten. Der zweite Abschnitt befaßt sich dann mit den theoretischen Grundlagen des Magnetronsenders. Zunächst werden die Bahngleichungen des Elektrons im kombinierten elektrischen und magnetischen Feld abgeleitet und mit ihrer Hilfe die für die Magnetfeldröhre geltenden Formeln aufgestellt. Insbesondere erfahren die komplizierten Vorgänge in der Zwei- und Vierschlitz-Magnetfeldröhre eine durch zahlreiche, die Potentialverteilung in den Röhren darstellende Abbildungen unterstützte Behandlung. Schließlich wird noch der Mechanismus der Schwingungsanfachung besprochen. Der dritte Abschnitt befaßt sich mit den Barkhausen-Schwingungen. Ähnlich wie im vorausgehenden Abschnitt werden auch hier zunächst die für das Zustandekommen der Schwingungen erforderlichen Vorgänge in der Röhre besprochen und gezeigt, wie die bei den Elektronentanzschwingungen zur Schwingungsunterhaltung notwendige Aussortierung der richtig tanzenden Elektronen zustande kommt. Eine Darstellung des Betriebsverhaltens des Bremsfeldgenerators beschließt den Abschnitt.

Der zweite Hauptteil behandelt zunächst den Rückkopplungssender, bei dem man den Schwierigkeiten des Laufzeiteinflusses durch die Konstruktion immer kleinerer Röhren zu begegnen suchte. Mit Röhren von der Größe eines Fingerhutes fand diese Entwicklung ihren Abschluß. Der nächste Abschnitt ist den Schaltungen und der Modulation des Bremsfeldsenders gewidmet. Der letzte Abschnitt befaßt sich dann mit der Konstruktion des Magnetfeldröhrensenders. Eingehende Berechnungsbeispiele zeigen, wie sich aus der geforderten Leistung und Wellenlänge die Röhrendimensionen bestimmen lassen. Ein Schlußabschnitt geht dann noch kurz auf die indirekte Modulation von Dezimetersendern ein.

Das Groossche Buch, in seiner Anlage die Barkhausensche Schule verratend, stellt nicht

nur für den, der sich in das Gebiet einarbeiten will, eine ausgezeichnete Einführung dar, sondern ist auch für den Fachmann überaus wertvoll, da es das in zahlreichen Einzelabhandlungen verstreute Material von einem einheitlichen Gesichtspunkt aus darstellt. Die Ausstattung des Buches ist ausgezeichnet. H. Spengler.

**P. W. Bridgman, The Nature of Physical Theory.** 138 S. Princeton 1936. Princeton University Press. Sh. 9/—.

Der Verfasser, bekannt durch seine hervorragenden Experimente über hohe Drucke und ebenso durch seine erkenntnistheoretischen Interessen, unternimmt hier gleichsam einen kritischen Spaziergang durch die Fundamente der Physik im allgemeinen und ihrer modernen Theorien im besonderen. Als die Aufgabe der „kritischen" Tätigkeit des Physikers betrachtet er die Untersuchung der Möglichkeiten und Grenzen der Theorienbildung. Er sieht dabei die Kritik nicht so sehr als Selbstzweck an wie als ein Unternehmen mit dem praktischen Ziel der Orientierung in der unklaren Situation, die der Zusammenbruch scheinbar gesicherter theoretischer Überzeugungen in den letzten Jahrzehnten geschaffen hat. Er hofft, diese Aufgabe sei vollendbar und der Inhalt der Kritik werde dann den Physikern so in Fleisch und Blut übergehen, daß er gar nicht mehr ausdrücklich gelehrt zu werden brauche. So vermutet er, daß große Teile seines Buches schon manchen heutigen Physikern, zumal aus der jungen Generation, trivial erscheinen könnten, und steckt sich nur das Ziel, diese Wahrheiten unter denjenigen Wissenschaftlern zu verbreiten, denen sie noch nicht trivial erscheinen.

Der Inhalt seiner Kritik ist die Untersuchung darüber, welche Behauptungen der Wissenschaft sich auf wirkliche, nachprüfbare Ereignisse beziehen und welche rein gedankliche Konstruktionen sind, die zu Scheinproblemen führen. Er untersucht dabei zunächst die allgemeinen Erkenntnismittel der Wissenschaft: Denken und Sprache, Logik und Mathematik, und dann die einzelnen Theorien der modernen Physik: Relativitätstheorie, statistische Theorie der Wärme und Quantenmechanik. Die allgemeinen Betrachtungen entwickeln einen philosophischen Standpunkt, den man im wesentlichen als positivistisch bezeichnen muß. Als sinnvoll werden nur solche Sätze betrachtet, die sich auf mögliche menschliche Handlungen, „Operationen", beziehen; und Logik und Mathematik, soweit sie den Anspruch auf Richtigkeit erheben, bekommen den Rang empirischer Wissenschaften.

In den speziellen Kapiteln über die moderne Physik bedeutet dieser Standpunkt dann nur einen etwas anderen Ausdruck der Forderung, daß in der Physik keine Behauptungen aufgestellt werden sollen, die grundsätzlich keiner experimentellen Nachprüfung fähig sind. Das Zurückgehen auf „Operationen" wird dabei zweifellos dem wirklichen Verfahren des Experimentators in höherem Maße gerecht als das bei anderen positivistischen Autoren übliche Zurückgehen auf „Empfindungselemente" oder „Protokollsätze". Über die Rechtfertigung der bereits vorgenommenen Abweichungen von der klassischen Physik hinaus zeigt der Verfasser, wie auch in die neuen Theorien noch zahlreiche experimentell nicht direkt oder nicht mit absoluter Sicherheit definierte Begriffe eingehen und weist einige ungenügend begründete Spekulationen (z. B. in der Kosmologie) zurück. Seine Behauptung, daß den Theorien selbst (zumal der Quantenmechanik) wegen der Verwendung derartiger Begriffe noch Unklarheiten anhafteten, wird man ihm dagegen nicht zugeben können. Er weist selbst darauf hin, daß eine physikalische Behauptung nicht unmittelbar am Experiment prüfbar sein muß, sondern auch sinnvoll sein kann, wenn sie in die Ableitung einer prüfbaren Behauptung als Voraussetzung eingeht. Da jede derartige Ableitung schon Theorie voraussetzt, entscheidet also erst die fertige Theorie selbst, welche Begriffe in ihrem Rahmen noch sinnvoll sind; und über diese Frage ist in keiner der neuen Theorien eine Unklarheit geblieben. Fehlerhaft wäre es nur, einer Theorie Allgemeingültigkeit unabhängig von jeder möglichen Erfahrung zuzuschreiben; vielmehr hat jede Theorie einen Geltungsbereich, der geradezu definiert werden könnte als die Gesamtheit derjenigen Erfahrungen, in deren Rahmen die Sätze nachprüfbar sind, deren Nachprüfbarkeit die Theorie voraussetzt. Es ist zu bedauern, daß der Verfasser die Art, in der die Theorie das Zustandekommen von Erfahrung in gewissem Sinne selbst erst möglich macht, nicht näher untersucht hat; er hätte dabei vielleicht auch ein günstigeres Urteil über die philosophischen Lehren gewonnen, die er durch seinen positivistischen Ansatz von vornherein ausschließt.

Es muß zum Schluß hervorgehoben werden, daß eine Darstellung der Grundgedanken, wie sie hier versucht wurde, dem Buch nicht gerecht wird. Die undogmatische, praktische Denkweise des Verfassers bringt es mit sich, daß er seine Ansichten stets in einer lebhaften und geistreichen Diskussion einzelner Beispiele entwickelt, die das Lesen seines Buches auch dort belehrend und unterhaltend macht, wo man seine Thesen schon kennt oder nicht glaubt. C. F. v. Weizsäcker.

**E. Cassirer, Determinismus und Indeterminismus in der modernen Physik.** Historische und systematische Studien zum Kausalproblem. (Göteborgs Högskolas Årsskrift XLII, 1936: 3). IX u. 265 S. Göteborg 1937. Wettergren & Kerbers Förlag.

Der Verfasser, der schon eine Reihe von Beiträgen zur Erkenntnistheorie der Physik auf der Grundlage der neukantianischen Philosophie der Marburger Schule geliefert hat, zieht hier die erkenntnistheoretischen Folgerungen aus der Quantenmechanik. Er beschränkt sich dabei nicht auf den gegenwärtigen Stand der Kenntnisse, sondern untersucht die angeschnittenen Fragen in ihrer historischen Entwicklung von den gemeinsamen Anfängen der neuzeitlichen Philosophie und Naturwissenschaft bis zum heutigen Tag. Diese historischen Exkurse geben der Betrachtung von vorneherein eine gewisse Weite und Gelassenheit; sie sind an sich selbst interessant und werfen darüber hinaus auf viele Fragen, die heute meist unter engerem Gesichtswinkel erörtert werden, ein neues Licht. Zumal für einen philosophisch interessierten Naturwissenschaftler, dem die Philosophiegeschichte naturgemäß weniger vertraut ist als dem Fachphilosophen, werden diese Abschnitte lehrreich

sein, vor allem da der sehr angenehme Stil des Verfassers sein Buch leichter lesbar macht als die Mehrzahl philosophischer Veröffentlichungen.

Die systematische Betrachtung geht davon aus, daß die Annahme einer grundsätzlichen Vorausberechenbarkeit alles Naturgeschehens, wie sie am schärfsten in der Vorstellung des Laplaceschen „Weltgeistes" formuliert ist, nicht mit dem Kausalgesetz identisch ist, sondern sehr viel weiter geht. Denn sie setzt voraus, daß der Anfangszustand eines Systems beliebig genau physikalisch definiert werden könne. Bekanntlich ist gerade diese Voraussetzung von der Quantenmechanik aufgehoben worden, während in ihr überall dort, wo ein Zustand oder eine Zustandsgröße im klassischen Sinn definiert werden kann, auch die kausalen Folgerungen der klassischen Physik erhalten bleiben. Somit ist nicht eigentlich die Kausalität aufgehoben, sondern das, was gelegentlich die „Objektivierbarkeit der Natur" genannt wurde. Es war gerade der Mangel der älteren Kausalvorstellung, daß sie diese beiden Seiten des Sachverhalts nicht unterschied. „Wenn also Vertreter der modernen Atomphysik die Folgerung ziehen, daß das Quantenpostulat den Sturz des Kausalprinzips zur notwendigen Folge haben müsse, so liegt darin im Grunde eine zwiespältige Haltung: sie selbst urteilen hierbei noch vom Standpunkt einer erkenntnistheoretischen Situation, die gerade durch die Quantentheorie überwunden und überholt ist" (S. 203). „Die wesentlichen Probleme, die die Quantenmechanik der Erkenntnistheorie stellt, . . . betreffen nicht in erster Linie die Kategorie von ‚Ursache' und ‚Wirkung', sondern die Kategorie von ‚Ding' und ‚Eigenschaft', von ‚Substanz' und ‚Accidens'. . . . Es schien bisher ein Axiom nicht nur der klassischen Physik, sondern geradezu der klassischen Logik zu sein, daß der Zustand eines Dinges in einem gegebenen Augenblick in jeder Hinsicht und mit Rückblick auf alle nur möglichen Prädikate vollständig bestimmt ist. . . . jetzt können wir die Existenz nicht mehr als ein vollständig und durchgängig Bestimmtes ansehen. . . . In diesem Bedeutungswandel des Zustandsbegriffs liegt, wie mir scheint, eine der wesentlichen ‚Paradoxien' der Quantenmechanik und eine der schwersten Aufgaben, vor die sie die erkenntnistheoretische Analyse stellt" (S. 235–237).

Hiermit ist ohne Zweifel der Sinn der Quantenmechanik genau getroffen. Der Bedeutungswandel des Zustandsbegriffs hat allerdings nach der Meinung der meisten Physiker zur Folge, daß das Kausalgesetz zwar nicht „falsch", aber in gewissen Fällen unanwendbar wird. Cassirer leugnet auch diesen Satz. Er gibt nämlich dem Kausalprinzip eine Form, die nicht mehr besagt, daß bei gegebenen Anfangsbedingungen strenge Vorausberechnung möglich sei, sondern nur, daß überhaupt exakte Funktionsbeziehungen im physikalischen Formalismus herrschen müssen. „Der kritische Kausalsatz enthält keine unmittelbare Aussage über die Verbindung von ‚Dingen' und ‚Vorgängen', sondern vielmehr eine Aussage über den systematischen Zusammenhang von Erkenntnissen" (S. 203). Damit sind auch statistische Gesetze verträglich, wenn sie nur mathematisch formulierbar sind, und so wird dieser allgemeinere Kausalsatz in der modernen Physik freilich nicht verletzt. Aber darf ein Philosoph, der gerade das Erbe Kants bei der Deutung der neuen Physik fruchtbar machen will, so leicht auf die engere Fassung des Kausalsatzes verzichten, die der klassischen Mechanik entspricht und an die Kant selbst geglaubt hat? Das Bestehen streng kausaler Zusammenhänge, welche es erlauben, von einem Vorgang mit Gewißheit auf den andern zu schließen, ist die Voraussetzung der Möglichkeit von Erfahrungen über Dinge; eben darum mußte die Quantenmechanik gleichzeitig mit dem engeren Kausalsatz den Begriff des Gegenstands relativieren. Andererseits vollzieht sich jede Schilderung eines Experiments, auch wenn sein Ergebnis nicht durch ein klassisches Modell der Natur erklärbar ist, in Form von empirischen Urteilen über Dinge; damit ein Experiment überhaupt eine definierte Aussage über die Natur liefern kann, muß daher insbesondere bereits die Gültigkeit des engeren Kausalsatzes innerhalb der Apparatur vorausgesetzt werden. Da nun die Naturgesetze, soweit sie der engeren Kausalforderung genügen, in der klassischen Physik zusammengefaßt sind, ergibt sich hiermit die von Bohr betonte Notwendigkeit, unsere direkten Erfahrungen über die Natur – auch über die Atome – stets in der Sprache der klassischen Physik auszudrücken, oder wenigstens dabei Begriffe zu verwenden, die nur durch Rückbeziehung auf die Begriffe der klassischen Physik definiert werden können. Damit wird es vielleicht verständlicher, warum die Begründer der Quantenmechanik es für unmöglich halten, die klassischen Bilder „Korpuskel" und „Welle" durch ganz neuartige Begriffsbildungen zu ersetzen, durch welche die Rolle der Unbestimmtheitsrelationen als Schranke jeder gegenständlichen Naturerkenntnis aufgehoben werden könnte. Diese Betrachtungen sollen keine strenge Argumentation sein, sondern nur darauf hinweisen, wie notwendig es gerade für das Verständnis der paradoxen Eigenschaften des quantenmechanischen Zustandsbegriffs ist, daß man die Notwendigkeit des engeren Kausalsatzes für das Zustandekommen von Erfahrung überhaupt berücksichtigt. Es scheint, als brauche der Physiker hier vom aprioristisch denkenden Philosophen weniger „Entgegenkommen" zu fordern, als Cassirer zu leisten bereit ist.

Auf die Nebenuntersuchungen, die viel Interessantes bieten, können wir hier nicht mehr eingehen. Auch dort hat man manchmal das Gefühl, als lösten sich manche Konflikte zu leicht. Aber in der verworrenen erkenntnistheoretischen Lage der Gegenwart überhaupt ein geschlossenes System von Überzeugungen zur Diskussion zu stellen, ist gewiß ein größeres Verdienst, als es das Sammeln der wenigen unbestrittenen und darum meist trivialen Wahrheiten wäre. C. F. v. Weizsäcker.

**N. Feather, An Introduction to Nuclear Physics.** 213 S. Mit 22 Tabellen und 21 Fig. Cambridge 1936. University Press. Sh. 10/6.

Diese „Einführung in die Kernphysik" ist wesentlich ausführlicher als das gleichnamige deutsche Buch von Riezler. Der Verfasser erstrebt eine gewisse Vollständigkeit in der Begründung des Begriffsschemas der Kernphysik und in der Übersicht über ihre Ergebnisse und nähert sein Buch so an Umfang und Inhalt den lehrbuchartigen „Elements of Nuclear Physics" von Rasetti. Mit Rasetti verbindet ihn auch die im Vorwort ausgesprochene Überzeugung, daß ein Buch, das zum wirklichen Verständnis der Kernphysik führen soll, nicht eine rein „experimentelle" oder „theoretische"

Darstellung, sondern nur eine Verbindung beider sein darf. Jedoch verzichtet er auf die technischen Einzelheiten, vor allem auf die Formeln, die Rasetti bringt, um dafür durch Ausführlichkeit in den Grundlagen auch den Fernerstehenden einzuführen. Wer das Buch durchgearbeitet hat, wird neuere nichtmathematische Veröffentlichungen über Kernphysik, einerlei welchem Spezialgebiet sie entstammen, mit Verständnis lesen können.

Der erste der vier Teile des Buches entwickelt die Entstehung der Begriffe „Kernatom" und „Atomkern mit innerer Struktur". Er erscheint dem Referenten besonders geglückt. Er geht gründlich auf Entwicklungsphasen der letzten Jahrzehnte ein, die heute schon wieder fast vergessen sind, und macht so erst eigentlich die innere Notwendigkeit des Begriffsschemas klar, das wir heute unbedenklich verwenden. Man fühlt hier, wie das bis in die letzten Jahre wirksame Übergewicht der Rutherfordschen Schule, der auch der Verfasser entstammt, zusammenhängt mit ihrer ungebrochenen Tradition, die bis in die Anfänge der radioaktiven Forschung zurückreicht, und mit der dadurch stets lebendigen Verbindung zur Vorgeschichte der aktuellen Probleme.

Der zweite Teil behandelt die Eigenschaften der stabilen Kerne: Ladung, Masse, mechanisches und magnetisches Moment. Der dritte Teil schildert Experimente und Theorien über die Radioaktivität, gegliedert in je ein Kapitel über $\alpha$-, $\beta$- und $\gamma$-Strahlung. Der vierte Teil umfaßt die künstlichen Umwandlungen, nun getrennt nach der auslösenden Strahlung: $\alpha$-Teilchen, Neutronen, künstlich beschleunigte Teilchen und Lichtquanten. Auch hier fällt die große Vollständigkeit in qualitativer Hinsicht auf. Kaum ein Effekt, der einen Beitrag zu unserem Bild vom Atomkern geliefert hat, bleibt unbesprochen. Zweckmäßig ist es zur Ordnung der Fülle von Kernreaktionen, daß jeder Reaktionstypus durch ein besonders charakteristisches Beispiel eingeführt und genau erläutert wird, während sich die gleichartigen Reaktionen dann in mehr summarischer Behandlung anschließen.

Eine Ungenauigkeit sei angemerkt: S. 188/189 wird die empirische Nichtumwandelbarkeit der Kerne durch schnelle Elektronen (d. h. durch eine Umkehrung des $\beta$-Zerfalls) als Argument dafür angeführt, daß beim $\beta$-Zerfall ein drittes Teilchen notwendig sei. Tatsächlich folgt aber schon aus der Länge der $\beta$-Lebensdauern, daß die Umkehrung des $\beta$-Zerfalls einen unmeßbar kleinen Wirkungsquerschnitt haben muß. C. F. v. Weizsäcker.

**Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden,** hrsgg. von Geh. Med.-Rat Prof. Dr. Emil Abderhalden. Abt. V: Methoden zum Studium der Funktionen der einzelnen Organe des tierischen Organismus, Teil 10, Heft 6.

Rudolf Ottental, Wien. Eine Verstärkeranordnung zur Registrierung gehirnelektrischer Spannungen. (7 Abb.) —

Hugo Theorell, Stockholm. Neue kataphoretische Verfahren. (8 Abb.)

Marie Wreschner, Berlin. Lichtelektrische Zellen und ihre Anwendung für wissenschaftliche Messungen. (88 Abb.) Berlin 1937. Urban & Schwarzenberg. RM 9.—.

Im ersten Abschnitt wird eine Verstärkereinrichtung für Frequenzen von etwa 10–1000 Hz mitgeteilt. Dieselbe Anordnung wurde noch so abgeändert, daß eine fast lineare Verstärkung für Frequenzen von 1–10 Hz erreicht wurde. Die Beschreibung der Wirkungsweise des Verstärkers, seiner Fehler und deren Abstellung sowie des gesamten Aufbaus ist sehr ausführlich, um dem Biologen, der sich einer derartigen Anlage bedienen will, von vornherein Mißerfolge zu ersparen.

Der zweite Beitrag lieferte eine Beschreibung kataphoretischer Verfahren zum Zwecke der Reinigung oder Trennung von biologisch interessanten Stoffen, wie Serum, Blut u. ä. Dies ist möglich durch die Untersuchung der Bedingungen bei der Wanderung fester oder flüssiger, in Flüssigkeiten suspendierter Teilchen unter der Einwirkung elektromotorischer Kräfte. Es werden zwei Apparaturen für Kataphorese beschrieben und die Berechnung der zulässigen Stromstärken und der Ionenbeweglichkeiten mitgeteilt. Zum Schluß werden einige Beispiele der Anwendungsmöglichkeiten angeführt.

Die lichtelektrischen Erscheinungen und ihre Anwendung für wissenschaftliche Untersuchungen werden im dritten Teil recht ausführlich beschrieben, da sich die Anwendungsmöglichkeiten lichtelektrischer Zellen immer mehr vergrößern. Äußerer, innerer und elektrolytischer Photoeffekt werden behandelt. Der Aufbau, die Charakteristiken und physikalischen Eigenschaften der verschiedenartigen Photozellen werden in allen Einzelheiten mitgeteilt und die Grenze ihrer Leistungsfähigkeit nicht übergangen. Die technische Ausnützung der Photozellen für Messungen wird durch die Beschreibung vieler Apparate für alle möglichen Zwecke eingehend dargestellt, so daß dem Forscher, der die Physik nur als Hilfsmittel gebraucht, wirklich ein ausgezeichneter Überblick über den heutigen Stand der Lichtelektrizität und ihrer Anwendung zu Meßzwecken gegeben wird.

Otterbein.

**K. Stumpff, Grundlagen und Methoden der Periodenforschung.** VII u. 332 S. Mit 41 Abb. Berlin 1937. Julius Springer. RM 42.—.

Der Physiker ist gewohnt, seine Versuchsbedingungen so einzurichten, daß die von ihm untersuchte Erscheinung frei von allen anderen Einflüssen beobachtet werden kann. Bei geophysikalischen oder kosmischen Vorgängen ist das oft nicht möglich, und an die Stelle einmaliger Beobachtungen tritt die Registrierung über längere Zeiten. Die Diskussion der dabei auftretenden Zeitfunktionen erfordert Methoden, die erst allmählich auf Grund von Erfahrungen an einzelnen Beispielen entwickelt werden konnten. Oft wird ein periodischer Anteil in den Beobachtungsreihen vermutet. Die Mathematik, etwa die Theorie der Fourierschen Reihen oder der fastperiodischen Funktionen, liefert dafür unmittelbar keine Hilfsmittel; sie beweist nämlich zuviel, indem sie zeigt, daß jede empirische Funktion in einem endlichen Intervall beliebig genau durch eine Summe von periodischen Funktionen, z. B. Sinuswellen, angenähert werden kann. Auf der Verkennung dieser einfachen Tatsache beruhen viele irreführenden Entdeckungen von Perioden und Zyklen. Brauchbare Kriterien für die Entscheidung, ob ein rechnerisch gefundener periodischer Anteil trivial oder physikalisch reell ist, lassen sich aus der Statistik ableiten. Das

Periodogramm, die Expektanz von autokorrelierten Beobachtungsreihen, die Punktwolke in der Periodenuhr, Irrfahrt, Persistenz und Quasipersistenz sind solche Begriffsbildungen, deren Wert erprobt ist.

K. Stumpff, Leiter des Instituts für Periodenforschung an der Universität Berlin, stellt in seinem Buch diese wahrscheinlichkeitstheoretischen Gesichtspunkte mit Recht in den Vordergrund. In gut lesbarer und klarer Darstellung werden behandelt: Reihenentwicklung und näherungsweise Darstellung von Funktionen, die Praxis der harmonischen Analyse und Synthese, das Periodogramm und die statistische Behandlung von Periodenproblemen, sowie andere analytische Verfahren. Das Schlußkapitel behandelt physikalische Hilfsmittel der Periodenforschung, vor allem den vom Verfasser entwickelten photomechanischen Periodographen zur raschen Durchmusterung des Periodenspektrums.

Dieses Lehrbuch, das erste seiner Art, schließt eine empfindliche Lücke in der Literatur, und es sei allen Physikern empfohlen, die sich bei der Deutung von Zeitreihen die Erfahrungen der Geophysik zunutze machen wollen. Wäre das schon früher geschehen, so wäre z. B. manche fruchtlose Debatte über Sternzeitperioden in der Höhenstrahlung in die richtigen Bahnen gelenkt.

J. Bartels.

**F. Vilbig, Lehrbuch der Hochfrequenztechnik.** Gr.-8°. XX und 775 S. Mit 801 Abb. Leipzig 1937. Akademische Verlagsgesellschaft. Brosch. RM 30.—, geb. RM 32.80.

Mit diesem Werk, das das gesamte Gebiet der Hochfrequenztechnik, soweit es für Telegraphie, Telephonie, Rundfunk und Fernsehen in Frage kommt, behandelt, wird eine große Lücke in der Reihe der zusammenfassenden Darstellungen über das in der letzten Zeit so stark angewachsene Gebiet der gesamten „Schwachstromtechnik" ausgefüllt. Es enthält folgende Kapitel: 1. Die Elemente der Hochfrequenztechnik, 2. Elektrische Vorgänge in quasistationären Kreisen, 3. Elektrische Vorgänge auf Leitungen, 4. Die Wellenausbreitung, 5. Antennen, 6. Funkstörungen, 7. Die Röhren, 8. Die Elektronenröhre als Verstärker, 9. Die Schwingungserzeugung, 10. Die Entdämpfung, 11. Die Neutralisation, 12. Die Abschirmung, 13. Die Gleichrichtung, 14. Modulation und Tastung, 15. Die Frequenzwandlung, 16. Die Schwundregelung, 17. Die Dynamikänderung, 18. Aufbau und Leistungsdiagramme von Sendern, 19. Die Empfänger, 20. Frequenzbandbreite und Wellenausnutzung, 21. Mehrfachtelegraphie und gleichzeitige Telephonie und Telegraphie bei Funksendern, 22. Geheimhaltung der drahtlosen Nachrichten, 23. Drahtloses Gegensprechen, 24. Leitungsgerichtete Hochfrequenztelephonie und Telegraphie, 25. Bildfunk und Fernsehen, 26. Wärme- und physiologische Wirkung der Hochfrequenzströme. Es schließen sich eine ausgezeichnete, nach Gebiet und Erscheinungsjahr geordnete Literaturangabe und ein Verzeichnis der wichtigsten Bücher über das behandelte Gebiet an. Bei der Darstellung ist größter Wert auf Klarheit und Übersichtlichkeit gelegt. So werden die meisten Formeln kurz abgeleitet und wichtige Ergebnisse durch den Druck besonders hervorgehoben. Da weiter das umfangreiche Kurven- und Bildermaterial alle Gesetzmäßigkeiten äußerst gut veranschaulicht, genügt dem mit dem Gebiet schon etwas vertrauten Leser oft schon ein Blick, um sich über eine Frage Klarheit zu verschaffen. Wenn bei dem riesigen Umfang des verarbeiteten Materials manches für ein „Lehrbuch" etwas knapp behandelt werden mußte? so ist das Werk als Handbuch jedem, der sich mit Hochfrequenz zu befassen hat, als unentbehrlich zu empfehlen.

H. Ramm.

**Wahrscheinlichkeiten und Schwankungen.** Vorträge von Prof. Dr. M. Czerny, Berlin; Obering. K. Franz, Siemensstadt; Prof. Dr.-Ing. F. Lubberger, Berlin; Prof. Dr. J. Bartels, Eberswalde; Prof. Dr. R. Becker, Göttingen. Veranstaltet durch den Verband Deutscher Elektrotechniker, Gau Berlin-Brandenburg, in Gemeinschaft mit dem Außeninstitut der Techn. Hochschule zu Berlin. Hrsg. von Dr.-Ing. F. Lubberger, Oberingenieur der Siemens & Halske A.-G. und a. o. Prof. an der Techn. Hochschule zu Berlin. Mit 25 Textabb. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1937. Preis RM 8.40.

Diese Vortragsreihe des Verbandes der Deutschen Elektrotechniker des Gaues Berlin-Brandenburg wird, wie die früheren ähnlichen Veröffentlichungen, die Beachtung eines großen Leserkreises finden.

Von M. Czerny werden am Galtonschen Brett die Grundbegriffe und Gesetze der Wahrscheinlichkeiten und Schwankungen entwickelt: Mittelwert, mittlere Abweichung, durchschnittliche Abweichung, wahrscheinliche Abweichung; Gaußsche Verteilung; mittlere Abweichung von Serienmitteln; Poissonsches Verteilungsgesetz. K. Franz berichtet über die Wahrscheinlichkeit in der Fertigungsüberwachung (Großzahl-Forschung). Bei der Prüfung großer Fertigungsmengen gleichartiger Teile, insbesondere auch bei der Aufstellung von Liefer- und Abnahmebedingungen, wird der Betriebsingenieur dazu geführt, außer dem Durchschnittswert auch die Streuung der Einzelwerte um den Mittelwert zu studieren. Betrachtete Beispiele: Gewicht von Spulenkörpern, Remanenz von Relaisankern, Kapazität von Silberglimmerplatten. Bei der Messung mehrerer Eigenschaften der Objekte können zwischen den geprüften Größen mehr oder minder enge Zusammenhänge bestehen; Beispiel: Härte und Festigkeit einer Leichtmetall-Legierung. Die Frage der Stichprobenprüfung: Ein wie großer Teil der gesamten Fertigung soll geprüft werden? Welche Aussagen für die gesamte Fertigung ergeben sich aus der Teilprüfung? Anwendungsgebiete der mathematischen und experimentellen Großzahlforschung unter Berücksichtigung wirtschaftlicher Gesichtspunkte. Das von F. Lubberger behandelte Thema: „Wahrscheinlichkeiten und Schwankungen im Fernsprechverkehr" führt auf ein besonderes interessantes Gebiet: Wählerberechnung; Verluste und Wartezeiten, maßgeblich für die Betriebsgüte. Die bisher über diese Größe entwickelten Theorien werden kurz dargestellt und ihre Resultate mit der Erfahrung verglichen. J. Bartels trug vor über „Verborgene periodische Erscheinungen" hauptsächlich aus dem Bereich der Geophysik und Meteorologie. Material für Beispiele:

Internationale erdmagnetische Charakterzahlen, Sonnenflecken-Relativzahlen, Anzahl der täglichen Sterbefälle in Berlin 1906–14, Zufallszahlen, gedacht durch Lotterieziehungen od. dgl. Behandelt sind im einzelnen das Fehlerfortpflanzungsgesetz, Erhaltungsneigung; allgemeine Perioden; die Periodenuhr; Beispiele für das Fehlerfortpflanzungsgesetz: die mondentägige Gezeitenwelle im Luftmeer als Urbild einer persistenten Welle und die 27tägige Wiederkehrtendenz der erdmagnetischen Störungen als Urbild einer quasipersistenten Welle. R. Becker bringt aus dem Kapitel „Wahrscheinlichkeitsgesetze und Schwankungserscheinungen in der Physik" drei Gebiete: die Fehlertheorie, die statistische Mechanik und die Quantentheorie. Beim letzten Punkt ist anschließend an Betrachtungen über die Wellen-Korpuskel-Natur der elementaren Materie und des Lichtteilchens die Unschärfebeziehung behandelt, und es wird auf Grund der Wahrscheinlichkeitsdeutung der Lösungen der quantenmechanischen Grundgleichungen der Zusammenhang der Statistiken der verschiedenen Meßgrößen dargelegt. Der Energieoperator führt auf die Grundgleichung der Wellenmechanik mit ihren Eigenwerten als stabilen Energieniveaus und auf die Zeitgleichung. Zum Schluß die Stellungnahme des Vortragenden zu der Auseinandersetzung zwischen anschaulicher und mehr formaler Physik. W. Fucks.

**W. H. Westphal, Physik.** Ein Lehrbuch. 4. Aufl. Gr.-8°. VII und 625 S. Mit 619 Abb. Berlin 1937. Julius Springer. Geb. RM 19.80.

Gegenüber der letzten Auflage (vgl. diese Zeitschrift **34**, 344, 1933) dieses für unsere Studenten so wertvollen Buches sind die 365 Paragraphen jetzt eingeteilt in 9 Kapitel, deren jedes in mehrere Abschnitte zerfällt. Hiervon sind die Kapitel 1 und 2 (Mechanik) und 9 (Quantentheorie) ganz neu geschrieben. In Mechanik und Elektrodynamik ist ausgiebig vom Vektorbegriff Gebrauch gemacht, soweit dies mittels der beiden Produktbildungen möglich ist. Die Zahl der Abbildungen ist von 503 auf 619, die Seitenzahl von 596 auf 625 gestiegen. Durch knappere Darstellung wurde noch etwas Platz gewonnen, um die neuesten Ergebnisse der Forschung einarbeiten zu können. Nützliche Neuerungen sind auch eine kurze Systematik der Kristalle und das Hervorheben einzelner Worte durch Schrägdruck statt Sperrdruck. Sehr wichtig ist der Grundsatz des Autors, „dem werdenden Physiker die Physik von Anfang an so darzustellen, wie sie die gereifte Physikergeneration sieht". Erfreulich ist die planmäßige Ausmerzung entbehrlicher Fremdwörter. Hier könnte meines Erachtens noch weiter gegangen werden. Worte wie „Massenprototyp" sind nur für Vollhumanisten verdaulich. Das Urmeter nebst seinen „Kopien" ist als „Vorbild" und „Nachbildungen" für jedermann verständlich. Auch die lateinische Fassung der Newtonschen „Axiome" ist für die meisten Studenten unerträglich, zumal auch an anderer Stelle noch besonders darauf Bezug genommen wird. Sehr willkommen scheint mir die Berücksichtigung des Sportes (Diskus, Radfahren usw.). Hier wäre u. a. noch die Erhaltung des Drehimpulses bei vielen Schwungübungen zu erwähnen.

Weniger angenehm ist die Kürzung des bei Besprechung der 1. Auflage noch besonders gerühmten Inhaltsverzeichnisses durch Weglassung der Paragraphenüberschriften. Besonders begrüßen würde ich, wenn in einer späteren Auflage die Ableitung aller im Physikalischen Praktikum verwendeten Formeln aufgenommen würde, soweit sie nicht im „Kohlrausch" enthalten ist. Diese Ableitungen sind nirgends für den Studenten leicht erreichbar dargestellt. Selbstverständlich sollen diese kleinen Vorschläge nur der weiteren Vervollkommnung des Buches dienen! W. Möbius.

## Berichtigung.

Bei der Arbeit R. Lehnert, Akustische Messungen usw., Physik. Zeitschr. **38**, 476–498, 1937, fehlt der Hinweis darauf, daß es sich um eine Leipziger Dissertation handelt.

# NACHRICHTEN.

**Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt** blickt am 1. Oktober 1937 auf ein 50jähriges Bestehen zurück. Eine Feier ist für den 20. November, vormittags 11 Uhr, in der Neuen Aula der Universität, Berlin, Kaiser-Franz-Joseph-Platz, vorgesehen.

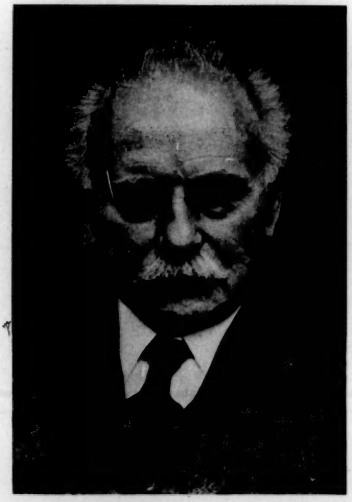
Aus Anlaß der Feier wird im Verlage von S. Hirzel eine Gedenkschrift „Forschung und Prüfung, 50 Jahre Physikalisch-Technische Reichsanstalt" erscheinen, herausgegeben von ihrem jetzigen Präsidenten J. Stark unter Mitwirkung von Angehörigen der Reichsanstalt. Die Druckschrift wird einen Überblick geben über die Gründung dieses größten deutschen wissenschaftlich-technischen Instituts, seine Beteiligung an internationalen wissenschaftlichen Arbeiten und Vereinbarungen und über die Tätigkeit seiner Beamten in den 50 Jahren seines Bestehens. Ferner soll das Heft der Physikalischen Zeitschrift vom 15. November als Sonderheft nur mit Mitteilungen aus der Reichsanstalt erscheinen.

**Ernannt:** Der a. o. Professor an der Universität München Dr. Fritz Lettenmeyer zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Kiel, der a. o. Professor an der Universität Berlin Dr. Karl Lohmann zum ord. Professor der physiologischen Chemie daselbst, der a. o. Professor an der Universität Bonn Dr. Eduard Herbst zum ord. Professor der physikalischen Chemie an der Technischen Hochschule Danzig.

**Ehrungen:** Von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft die Planck-Medaille dem ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Graz Dr. Erwin Schrödinger, den emeritierten ord. Professoren der Physik, Geh. Reg.-Rat Dr. Walter Nernst in Berlin und Geh. Hofrat Dr. Max Wien in Jena die Ehrenmitgliedschaft verliehen, dem ord. Professor für technische Chemie und Direktor des Technisch-Chemischen Instituts der Technischen Hochschule Berlin Dr. Leo Ubbelohde die Ehrenmitgliedschaft der Association française des techniciens du pétrole.

**Gestorben:** Der ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität von Cambridge Lord (Sir Ernest) Rutherford of Nelson F. R. S.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330. III. Vj. 1937. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.



Professor Dr. Johannes Stark
Präsident der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt